

К функционированию М. блики и установки демонстрира. М., не используя реальные физ. модели, а представляющие собой модели, лишь наглядно показывающие функционирование тех. устройств или природные физ. явления. Типичной установкой демонстра. М. является планшетный, демонстрирующий модель Солнечной системы, звёздного неба и др. явления.

Кроме прямого физ. М. при исследовании разл. физ. процессов используются разл. аналогии, позволяющие на основе одностопности матем. ур-ний, описывающих разные физ. процессы, заменить изучение исследуемого процесса изучением др. процесса, к-рый проще осуществить в лаб. условиях. Напр., при М. процессов теплообмена используется электротепловая аналогия, в к-рой исследуемое поле темп-р заменяется полем электр. потенциала в контуре, включающем омич. сопротивление R и ёмкость C, а аналогом коэф. температуропроводности является величина $1/CS$.

Существуют также аналогия задач о кручении упругого стержня и о вихревом течении идеальной жидкости, электрогидродинамика, аналогия между задачами гидродинамики и электротехники и др., но эти аналогии сравнительно редко применяются при М.

Приложения М. Моделирование находит многочисл. приложения как при научных исследованиях, так и при решении большого числа практич. задач в разл. областях техники. Им широко пользуются в строит. деле (определение упругих напряжений, эксплуат. разрушений, частот и форм свободных колебаний, виброзащита и сейсмостойкости разл. конструкций и др.), в гидравлике и гидротехнике (определение конструктивных и эксплуат. характеристик разл. гидротехн. сооружений, условий фильтрации в грунтах, М. течений рек, волн, приливов и отливов и др.), в авиации, ракетной и космич. технике (определение характеристик летат. аппаратов и их двигателей, силового и теплового воздействия среды и др.), в судостроении (определение гидродинамич. характеристик корпуса, рулей и судовых двигателей, ходовых качеств, условий спуска и др.), в приборостроении, в разл. областях машиностроения, включая энергомашиностроение и наземный транспорт, в нефте- и газодобыче, в теплотехнике при конструировании и эксплуатации разл. тепловых аппаратов, в электротехнике при исследовании всевозможных электр. систем и т. п.

Лит.: К и р и ч е в М. В., М и х а е в М. А., Моделирование тепловых устройств, М.—Л. 1938; С е л о в Л. И., Методы подобия и размерности в механике, 10 изд., М., 1987; З я г и н с о н Л. С., Моделирование, М., 1952; Ш н е й д е р П. Д. и др., Инженерные проблемы теплопроводности, пер. с англ., М., 1980; Г у х м а н А. А., Введение в теорию подобия, М., 1963; В е п и к о в А. В., Теория подобия и моделирование применительно к задачам электроэнергетики, М., 1986.

С. Л. Вишневский, С. М. Тарг.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗВЁЗД — методы нахождения распределений физ. характеристик звёздного вещества (давления, плотности, темп-ры, массы, хим. состава) от центра до поверхности звезды и изменений этих характеристик со временем. Построение моделей даёт возможность установить связь между осн. параметрами звёзд (массой, хим. составом, возрастом) и главными наблюдаемыми характеристиками — *сетчатостью* (интегральным потоком излучения), *эффективной температурой* и ускорением силы тяжести на поверхности. Прослеживая изменения моделируемых параметров звёзд со временем, удаётся описать переменность звёзд и их эволюцию. М. з. основывается на законах гидродинамики, теории переноса излучения, ядерной физике, статистической физике и др. Одним из основных методов исследования является численное моделирование.

Звёзды представляют собой самогравитирующие плазменные тела, состояние к-рых и устойчивость определяются законами гидродинамики сплошных сред. Поскольку звёзды излучают и могут обмениваться веществом с внеш. средой, они не являются термодинамически изолированными системами.

Основы М. з. были заложены в работах Дж. Лейна (J. H. Lane, 1889—70), А. Риттера (A. Ritter, 1878—83) и Р. Эмдена (R. Emden, 1907), развивших теорию адиабатич. политропных моделей звёзд — гидростатически равновесных гауовых конфигураций, в к-рых давление p и плотность ρ связаны соотношением $p = K\rho^{(n+1)/n}$, где коэф. K и n (показатель политропы) не зависят от пространств. координат. При условии задания n можно определить ход физ. характеристик звезды от центра до поверхности, исходя лишь из условия гидростатич. равновесия, без знания конкретного источника энерговыделения, *уравнения состояния* и *непрозрачности* звёздного вещества.

К сер. 20-х гг. 20 в., в значит. степени трудами А. Эддингтона (A. S. Eddington), были сформулированы осн. физ. принципы, на к-рые опирается совр. теория строения звёзд, и высказано предположение, что осн. источником энерговыделения в звёздах являются *термоядерные реакции*, приводящие к превращению элементов. В кон. 30-х гг. К. Вайдцекер (С. F. Weizsäcker) и Х. Бете (H. A. Bethe) показали, что в недрах звёзд должны осуществляться реакции превращения водорода в гелий в протон-протонной цепочке (см. *Водородный цикл*) и в *углеродно-азотном цикле*, а затем Х. Бете, Г. А. Гамов (G. Gamow) и Э. Теллер (E. Teller) вычислили скорости соответствующих реакций. В то же время, в осн. благодаря Р. Фаулеру (R. H. Fowler) и С. Чандрасекхру (S. Chandrasekhar), были построены модели *белых карликов*, состоящих из вырожденного вещества. С 40-х гг., когда ядерный источник энерговыделения был введён в расчёты, по существу начался совр. период М. з.

В наб. обём случае для описания строения и эволюции звёзд необходимо решать величинуую краевую задачу с нач. условиями для системы ур-ний в частных производных, в к-рой независимыми переменными являются пространств. координаты и время. Ур-ния звёздной гидродинамики (без учёта магн. поля) включают:

- а) ур-ние неразрывности, постулирующее сохранение массы звёздного вещества:

$$\partial\rho/\partial t + \nabla(\rho v) = 0;$$
- б) закон сохранения импульса, описывающий изменение импульса каждого элемента вещества:

$$\rho(dv/dt) + \nabla p + \rho v \Phi = 0;$$
- в) ур-ние Пуассона для гравитач. потенциала Φ :

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho = 0;$$
- г) закон сохранения энергии, к-рый описывает тепловое равновесие звезды с учётом энерговыделения:

$$\rho(du/dt) + p(\nabla v) + \nabla F - \rho \epsilon = 0;$$
- д) ур-ние, выражающее связь потока энергии с gradientом темп-ры (закон Фика):

$$F + k\nabla T = 0.$$

В зонах адиабатич. конвекции оба последних ур-ния заменяются условием изэнтропичности ($dS/dr = 0$). При пост. показателе адиабаты этот случай описывается теорией Лейна — Риттера — Эмдена.

В приведённых ур-ниях: ρ — плотность, v — скорость, u — уд. внутр. энергия, F — поток энергии, T — темп-ра, ϵ — скорость энерговыделения, k — коэф. теплопроводности, S — энтропия, t — время. Записанная система ур-ний дополняется ур-нием состояния вещества, описывающим зависимость давления от плотности, темп-ры и хим. состава звезды, а также выражениями для скорости генерации ядерной энергии и коэф. теплопроводности, к-рый выражается чере непрозрачность недр звёзд (поглощение излучения веществом). При исследовании эволюции звёзд добавляются ур-ния для вычисления изменений со временем

хим. состава звёзд (с учётом ядерных реакций и возможного перемешивания звёздного вещества). В случае предельно быстрого перемешивания вещества (по сравнению с характерным временем эволюции) изменения химического состава локально описываются ур-ниями типа:

$$\left. \begin{aligned} dX_k/dt &= P_k - Q_k - \text{в зонах с лучистым равновесием,} \\ \frac{dX_k}{dt} &= \frac{1}{\Delta \Omega_k} \int (P_k - Q_k) d\Omega_k - \text{в конвективных зонах,} \end{aligned} \right\} (1)$$

где X_k — обилие k -го элемента, P_k и Q_k — скорости его рождения и разрушения в ядерных реакциях, $\Delta \Omega_k$ — масса конвективной зоны (см. *Звёзды*).

Строение подавляющего большинства звёзд вполне удовлетворительно воспроизводит стационарные сферически симметричные модели. В этом случае после введения, напр., лагранжевой координаты Ω_r , равной массе, заключённой в сфере радиуса r : $\Omega_r = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr$, строение звезды (в предельном случае очень медленного изменения её параметров) описывается системой обыкновенных дифференц. ур-ний:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega_r} &= -\frac{G}{4\pi} \frac{\Omega_r}{r^2} - \text{ур-ние гидростатич. равновесия,} \\ \frac{dP}{d\Omega_r} &= \frac{1}{4\pi \rho r^2} - \text{ур-ние сохранения масс,} \\ \frac{dT}{d\Omega_r} &= -\frac{3\kappa}{64\pi c T^3} \cdot \frac{L_r}{\pi r^2} - \text{в слоях с лучистым переносом энергии} \\ \text{или} \\ \frac{dT}{d\Omega_r} &= \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} \cdot \frac{T}{\rho} \frac{d\rho}{d\Omega_r} - \text{в слоях с конвективным переносом энергии,} \\ dL_r/d\Omega_r &= \varepsilon - \text{ур-ние теплового баланса.} \end{aligned} \right\} (2)$$

Здесь: r — радиус, κ — непрозрачность, a — постоянная плотности излучения, L_r — светимость, Γ — показатель адиабаты.

Диапазон изменений темп-р и плотностей в недрах звёзд велик и составляет по темп-ре 6—7 порядков величины, а по плотности до 18—20 порядков. Поэтому во мн. случаях эти переменные амеяют их логарифмич. Φ -цими.

Записанная выше система ур-ний решается конечно-разностными методами. Звезда разбивается на определённое число счётных интервалов, на каждом из k -рых дифференц. ур-ния заменяются разностными, и затем решается система нелинейных алгебраич. ур-ний. Число интервалов зависит от эволюц. стадии, на k -рой находится звезда, необходимой точности расчётов и ресурсов машинного времени. Напр., для звёзд гл. последовательности (см. *Герцирлунга — Рессела диаграмма*), имеющих сравнительно простую структуру, обычно достаточно 30—40 интервалов; для красных сверхгигантов с двойным словесым источником энерговыделения обычно рассматривают неск. сотен интервалов. В наиб. распространённом численном методе Л. Хельи (L. Helgeu) система разностных нелинейных алгебраич. ур-ний для фиксиров. момента времени t^n решается итерационным методом Ньютона — Рунсона до достижения заданной точности. Затем определяются изменения хим. состава на временном интервале $\Delta t = t^n - t^{n-1}$ в качестве нач. приближения для нового цикла итераций. Зависимые переменные экстраполируются к моменту t^{n+1} , и снова решаются система ур-ний по Ω_r . Таким образом вычисляются эволюц. последовательности моделей звёзд, k -рые в принципе позволяют проследить развитие звёзд от образования до разрушения или превращения в холодные объекты. Обычно предполагается, что при данной массе и хим.

составе система (2) имеет единств. решение, но это, вообще говоря, строго не доказано.

Ур-ния, описывающие строение звёзд, имеют особенности: $\rho \approx 0$, $T = 0$ при $\Omega_r = \Omega$ и $r = L_r = 0$ при $\Omega_r = 0$, где Ω — полная масса звезды. Поэтому граничные условия для систем (2) в центре могут быть найдены аналитич. интегрированием (2) в малой окрестности центра при $\Omega_r = \Omega$ по наст. пробным T и ρ . Граничные условия при $\Omega_r = 0$ находят, определяя поверхность звезды как уровень, на k -ром темп-ра равна афф. темп-ре T_0 звезды, и исходя из того, что слои, расположенные над поверхностью, должны иметь конечную *оптическую толщину* τ_0 (напр., из теории переноса излучения следует, что в случае плоской атмосферы $\tau_0 \approx 2/3$).



Распределение светимости L_r , радиуса R , плотности ρ и температуры T в зависимости от лагранжевой координаты Ω_r в модели Солнца (по А. В. Фёдоровой, 1987). Величины нормированы соответственно на полную светимость $L_\odot = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с, радиус $R_\odot = 6,96 \cdot 10^{10}$ см, плотность в центре Солнца $\rho_c = 114,6$ г/см³, температура в центре $T_c = 15,2 \cdot 10^7$ К.

Форма аппроксимации ур-ния состояния звёздного вещества, k -рое используется при М. з., зависит от полной массы звезды, стадии её эволюции и положения рассматриваемой точки относительно центра звезды. В недрах звёзд с массой $1 \leq \Omega/\Omega_\odot \leq 10$ на стадии термоядерного горения водорода, на k -рой они производят $\approx 90\%$ энергии своей жизни, ионная компонента плазмы представляет собой идеальный газ и для него выполняется *Бойля — Мариотта закон*. Для более массивных звёзд необходимо учитывать давление и уд. энергию излучения. Отклонения газа от идеальности, связанные в первую очередь с кулоновским взаимодействием, существенно влияют на ур-ние состояния при $\Omega < \Omega_\odot$. На стадиях эволюции, следующих за термоядерным «выгоранием» водорода, т. е. при высоких T и ρ , кроме отклонений от идеальности необходимо учитывать вырожденное электронное газ, давление k -рого намного превосходит давление газа ионов. Во внешних, относительно холодных слоях звёзд ($T \sim 10^4$ — 10^6 К) возможны неполная ионизация вещества, образование молекул и пыли. На наиб. поздних стадиях эволюции, когда вещество сильно уплотнено, возникает необходимость учитывать эффекты общей теории относительности.

Непрозрачность звёздного вещества κ устанавливает соотношение между полным потоком переносимой излучением энергии и градиентом темп-ры слоев, через k -рые излучение проходит. Величина κ является Φ -цией темп-ры, плотности, хим. состава вещества. Осн. слагаемые непрозрачности звёздного вещества — фотоэффект, тормозные процессы, комптоновское рассеяние, поглощение в линиях, поглощение излучения молекулами и пылью. Для переноса энергии в вырожденном электронном газе существ. роль играет теплопроводность электронов. Вычисление κ представляет собой самостоят. сложную задачу квантовой механики, и существующие в литературе данные о непрозрачности постоянно уточняются. Поскольку простые аналитич. Φ -ламы описать изменения κ во всем интервале темп-р и плотностей звёздных недр, как правило, невозможно, то при совр. М. з. на ЭВМ в наиб. точных расчётах значения κ , так же как и значения термодинамич. характеристик вещества, задаются в табличном виде.

Табл. 2.

Металл	$E_{111} \cdot 10^{-11}$ ЭД/ММ ²	$E_{112} \cdot 10^{-11}$ ЭД/ММ ²	$E_{113} \cdot 10^{-11}$ ЭД/ММ ²	$G_{111} \cdot 10^{-11}$ ЭД/ММ ²
Al	84,1	77,4	72,9	9,0
Ca	132,8	22,0	76,5	
Fe	132,8	27,7	113	
Pb	11,0	39,6	14,75	
W	400	400	155	

Примечания: E_{111} — M у в направлении ребра куба элементарной кристаллической ячейки, E_{112} — M у в направлении пространств диагонали куба.

Число M у. анизотропного материала [коэф. g_{ij} в (*)] равно 36, однако можно показать, что $g_{ij} = g_{ji}$ и число различных коэф. уменьшается до 21 у анизотропного тела, лишённого всякой симметрии в отношении упругих свойств. При наличии симметрии в материале число M у. сокращается. Напр., упругие свойства кристаллов моноклинной системы определяют 13 M у., ромбич. системы — 9; для изотропного же упругого тела число независимых упругих постоянных сводится к двум.

M у. устанавливаются экспериментально при статич. или динамич. испытаниях. В первом случае образец подвергается воздействию усилий, вызывающих в нём определ. напряжённое состояние. Напр., E обычно определяют при испытываемых образцах на растяжение, G — на кручение и K — на всестороннее сжатие. Величины соответствующих M у. устанавливают измерением приложенных усилий и возникающих при этом деформаций. При динамич. измерениях M у. используют зависимость между частотой колебаний образца и величиной M у. В случае продольных колебаний определяются E , в случае крутящихся колебаний — G .

M у. не являются строго пост. величинами для одного и того же материала, их значения меняются в зависимости от хим. состава и (в меньшей степени) от предварительной термич. и механич. обработки материала. Границы изменения M у. обычно указываются в справочниках. В пределах упругих деформаций величина M у. не зависит от скорости деформации. С изменением темп-ры материала значения M у. также меняются. Зависимость M у. от темп-ры близка к линейной. В ср. уменьшение M у. при повышении темп-ры на 100° соответствует 2—4%.

Лит.: Лангауэ Д. Д., Лифшиц Е. М., Теория упругости, 4 изд., М., 1987; Лифшиц Б. Г., Крайнов И. В., С., Динедия И. Л., Физические свойства металлов и сплавов, 2 изд., М., 1980; Золотов Р. В. и др., В. С., Механические свойства металлов, 2 изд., М., 1983; Нойк А. А., Берг В. Р., Релаксационные явления в кристаллах, пер. с англ., М., 1975. В. М. Розенберг.

МОДУЛИРОВАННЫЕ КОЛЕБАНИЯ — колебания, параметры k -рых (амплитуда, фаза, частота, длительность и т. п.) изменяются во времени. Это понятие распространяется и на колебания, параметры k -рых изменяются в пространстве, тогда говорят о пространственно-модулированных колебаниях; в отличие от временных M к. они могут быть дву- и трёхмерными. Далее всюду речь идёт только о колебаниях, модулированных во времени. Характер исходных (несущих) колебаний и законы их модуляции разнообразны: от простейших гармонических до хаотических. Это могут быть даже не колебательные, а, напр., импульсные сигналы с переменными длительностью, связки или другими характеристиками для импульсной модуляции параметрами.

Простейшим примером M к., имеющим принципиальное значение для описания мн. физ. процессов и техн. приложений, является квазигармонич. M к.:

$$u(t) = a(t)\cos\psi(t) = a(t)\cos[\omega_0 t + \psi(t)], \quad (4)$$

где $a(t)$ — мгновенная амплитуда, $\psi(t)$ — полная фаза колебаний, $\omega_0 = \text{const}$ — несущая частота, $\psi(t)$ — фаза колебаний. Все эти величины вводят по аналогии с обычными гармонич. колебаниями, для k -рых $a(t) = \text{const}$ и $\psi(t) = \text{const}$. В произвольном случае представление (4) неоднозначно: множеству пар $a(t)$, $\psi(t)$ соответствует одна и та же ф-ца $u(t)$, что затрудняет строгий анализ M к. Обычно эту неоднозначность удаётся устранить и оперировать с амплитудами и фазами

как с определ. параметрами M к. В частности, одним из априорич. способов устранения неоднозначности является введение дополнит. сигнала $v(t)$, каждая фурье-составляющая k -рого сдвигута по фазе на $\pi/2$ относительно соответствующей фурье-составляющей осн. сигнала $u(t)$ (преобразование Гильберта), что приводит к образованию т. н. аналитического сигнала:

$$w(t) = u(t) + iv(t) = a(t)\exp i\psi(t), \quad (2)$$

амплитуда $a(t)$ и фаза $\psi(t)$ k -рого однозначно выражаются через $u(t)$ и $v(t)$:

$$a(t) = [u^2(t) + v^2(t)]^{1/2}, \\ \psi(t) = \arctg[v(t)/u(t)].$$

Физически это соответствует мысленной замене осцилляторов ротаторами. Во мн. техн. устройствах, реализующих, напр., приём M к., преобразование (2) используют как наиболее эфф. средство демодуляции.

Интерпретации M к. как в исходной (1), так и в обобщённой (2) форме совпадают, если предположить медленно изменяющуюся ф-цу $a(t)$ и $\psi(t)$ на протяжении периода T несущей частоты $\omega_0 = 2\pi/T$ и пренебречь усреднённым вкладом высших составляющих спектра. Как правило, именно с таким квазигармонич. M к. приходится иметь дело в технике.

Виды M к. Итак, в определ. условиях [медленность изменения и (или) возможность доупределения] M к. можно разделить на амплитудно-модулированные колебания (АМК) и фазомодулированные колебания (ФМК). Последние называют иногда также колебаниями с угл. модуляцией, выделяя среди них частотно-модулированные колебания (ЧМК) и собственно ФМК. Тем не менее, поскольку

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^t \omega(t)dt + \psi(t), \quad (3)$$

точных критериев различения режимов, в k -рых $\omega(t) = \text{const}$, $\psi(t) \neq \text{const}$ и $\psi(t) = \text{const}$, $\omega(t) \neq \text{const}$, не существует. Поэтому при проведении такой классификации руководствуются скорее лексико-«спектральной интуицией», а главные принципы реализации процессов модуляции и демодуляции в соответствующих техн. устройствах.

Квазигармонич. АМК обычно записывают в виде:

$$u_{AM}(t) = a_0[1 + M s(t)]\cos(\omega_0 t + \psi_0). \quad (4)$$

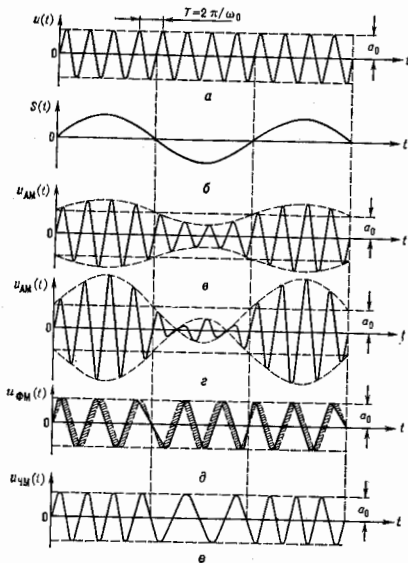
Здесь a_0 — пост. амплитуда несущего колебания (рис., а), $s(t)$ — нормированный [объём $\max|s(t)| = 1$] модулирующий сигнал (рис., б), M — коэф. модуляции (см. Амплитудная модуляция). Случай $M \ll 1$ соответствует слабомодулированным АМК (рис., в), $M \approx 1$ — глубокomodулиров. АМК; сигналы с $M > 1$ наз. перемодулированными (рис., в). При использовании АМК в приёмопередающих системах (вещание, связь и т. п.) выбирают оптимальные (с точки зрения эфф. использования мощности передатчика и наименьших искажений) формы АМК значения M . Поскольку передаваемая информация равномерно заключена в верхних и нижних боковых составляющих спектра АМК, то выгодно формировать и передавать информацию АМК с подавлением одной из групп боковых частот (полос). В этом случае получаются т. н. однополосные M к., содержащие комбинацию АМК и ФМК, характерные для систем с частотным уплотнением канала передачи и высокой энергетич. эффективностью. Иногда используют частичное или полное подавление несущей компоненты с последующим её восстановлением в приёмной системе.

Квазигармонич. ФМК и ЧМК записывают в виде, аналогичном (4):

$$u_{FM}(t) = a_0 \cos[\omega_0 t + K_{FM}s(t) + \psi_0], \quad (5)$$

$$u_{\text{ЧМ}}(t) = a_0 \cos[\omega_0 t + K_{\text{ЧМ}} \int_{-\infty}^t s(\tau) d\tau + \psi_0], \quad (6)$$

где $K_{\text{ФМ}}$, $K_{\text{ЧМ}}$ — коэф., характеризующие девиацию фазы $\Delta\phi$ и частоты $\Delta\omega$ (рис., δ , ϵ). В силу соотношения (3) ф-лы (5) и (6) взаимно связаны, что и позволяет считать ЧМК равнодействием ФМК и наоборот.



Модулированные колебания: а — несущее (немодулированное) колебание; б — гармоническое модулирующее колебание; в — амплитудно-модулированное колебание; г — фазо-модулированное колебание; д — частотно-модулированное колебание.

Спектры ФМК и ЧМК (см. *Частотная модуляция, Фазовая модуляция*) существенно сложнее спектра АМК даже в случае гармонич. модуляции и в значит. мере определяются значением индекса модуляции $m = \Delta\omega/\Omega$, характеризующего отношение девиации частоты к частоте Ω модулирующего сигнала. При $m \gg 1$ (а именно такие значения обычно используют в системах связи) ширина спектра ЧМК равна удвоенной девиации частоты $2\Delta\omega = 2m\Omega$, тогда как спектр АМК занимает полосу шириной 2Ω , т. е. в m раз меньше. Причём для ЧМК девиация частоты пропорц. амплитуде модулирующего сигнала $\Delta\omega_{\text{ЧМ}}$ и не зависит от частоты Ω , а для ФМК, в силу (3), $\Delta\omega_{\text{ФМ}}$ пропорциональна Ω . Большая «широкополосность» ЧМК и ФМК часто (но не всегда, исключение составляют, напр., случаи оптич. приёма) обуславливает их большую помехоустойчивость по сравнению с АМК.

Др. важными видами М. к., встречающимися в технике и природе, являются колебания, модулированные как по амплитуде, так и по фазе (частоте), а также импульсно-модулиров. колебания — последовательности импульсов с ВЧ-заполнением (см. *Импульсная модуляция*).

Применения М. к. Фактически все сигналы, используемые в технике и возникающие в естеств. условиях, можно считать М. к. В технике связи, напр., модулирующие сигналы являются информациональными, т. е. содержащими передаваемую информацию, тогда как несущее колебание, частота к-рого, как правило, много больше ширины спектра информац. сигнала, обеспечивает более эфф. передачу этой информации на расстояние. При этом отбрасывая АМК подвергается случайным изменениям и на трассе распространения, и в приёмопередаточной аппаратуре (т. е. обладает слабой помехоустойчивостью, в особенности в области НЧ), поэтому применение АМК целесообразно там, где важна простота устройств связи и характер сообщения может не пострадать из-за отсутствия или искажения НЧ-компонент спектра. Так, в телевидении для передачи изображения используют односторонние АМК, а для передачи НЧ-спектра звукового сопровождения применяют более помехоустойчивые ЧМК. У ЧМК, однако, более широкий спектр по сравнению с АМК, в особенности когда индекс модуляции выбран большим для ослабления действия помех и повышения точности передачи сообщения, что снижает эффективность использования рабочего диапазона частот при ограниченном числе каналов связи.

В радиолокации и радиостроении М. к. используют для обнаружения целей и определения их координат геом. (размеры, конфигурация) и физ. (температура, плотность, диэлектрич. проницаемость и т. п.) параметров. Для физ. сред характерно влияние естеств. модуляции, возникающей при воздействии магн. или электр. полей на залучающие материальные среды (см. *Зеемана эффект, Штарка эффект*); при рассеянии света на колебаниях кристаллич. решётки твёрдых тел (*Мандельштама — Бриллюэна рассеяние*) и т. д. Понятие естеств. модуляции распространяют также на волны. Так, напр., волновой пучок достаточной интенсивности может изменить параметры среды и, как следствие, модулировать свою плотность (см. *Самомодуляция света*). При распространении волн в нелинейных диспергирующих средах (жидкостях, плазме) возникает явление автомодуляции волн, связанное с разл. видами неустойчивости волн по отношению к НЧ-пространственно-временным возмущениям. Естеств. модуляция находит практич. приложение в радио- и оптич. спектроскопии для диагностики параметров разнообразных сред; в нелинейной оптике для формирования мощных световых потоков; в акустике и др. областях прикладной физики. Способы практич. реализации М. к. связаны, как правило, с нелинейными устройствами, параметры к-рых (в радиотехнике, напр., это ёмкость, сопротивление; в акустике — плотность, и т. п.) можно изменять во времени в соответствии с законом модуляции. Техн. устройства, реализующие М. к., наз. модуляторами.

Лит.: Рывин С. М., Модулированные колебания и волны, *Тр. ФИАН*, 1949, т. 2, в. 1; Френкел Л., Теория сигналов, пер. с англ., М., 1974; Вассалао С. И., Радиотехнические цепи и сигналы, М., 1983; Вайштейн Л. А., Вакман Д. Е., Разделение частот в теории колебаний и волн, М., 1983.

Ю. К. Бозартёр, М. А. Миллер.

МОДУЛИРОВАННЫЕ СТРУКТУРЫ — твердотельные структуры с естеств. или искусств. модулицией состава. Период М. с. на 1—2 порядка превышает постоянную кристаллической решётки. Естеств. М. с. возникают при изоморфном расходе твёрдых растворов на две новые фазы, отличные по составу. При определ. отношениях упругих постоянных минимуму упругой энергии, связанной с различием постоянных решёток двух изоморфных твёрдых растворов, соответствует чередование тонких пластин, т. е. образование М. с. вместо хаотич. распределения фаз. Образование М. с. приводит к появлению специфических дифракционных эффектов — спателитов рентгеновских линий (см. *Рентгеновский структурный анализ*) и к изменению ряда физ. свойств.

Искусств. М. с. создают путём ориентированного поглощения иррадиация двух полупроводниковых или металлических материалов. Наличие дополнительного однородного периодич. потенциала существенно меняет энергетич. спектр электронов, что проявляется в оптич., кинетич. и магн. свойствах (см. *Сверхрешётка*).

Лит.: Хачатурян А. Г., Теория фазовых превращений и структура твёрдых растворов, М., 1974; Чуйство в К. В., Старшие металлургич. слывов, К., 1985; В. А. Фокева. МОДУЛЯТОРЫ СВЕТА — устройства для управления параметрами световых потоков (амплитудой, частотой, фазой, поляризацией). Простейшие амплитудные М. с. — механич. прерыватели светового луча, в качестве к-рых используют вращающиеся и колеблющиеся заслонки, призмы, зеркала, а также вращающиеся *расстры*. Однако быстрдействие и надёжность таких М. с. велики. Наиб. широкие практич. применение получили М. с. на основе физ. эффектов, при к-рых внеш. поля меняют оптич. характеристики среды, таких, как электрооптический Поппельса эффект и Керра эффект, магнитооптический Фарадея эффект, фотоупругость и сдвиг края полосы поглощения (Кельдыша — Франца эффект).

Фазовые М. с. на основе эффекта Поппельса используют линейное изменение показателя преломления нецентросимметричных кристаллов в зависимости от величины электр. поля E , в к-ром находится кристалл:

$$n = n_0 + \frac{1}{2} \pi n_0^3 \gamma E,$$

где n_0 — показатель преломления кристалла в отсутствие внеш. поля, γ — электрооптич. коэф., зависящий от свойств и ориентации кристалла, направления поля E и поляризации входящего света.

Световой пучок, прошедший путь l в кристалле, помещённом в электр. поле E , приобретает фазовый сдвиг:

$$\varphi = 2\pi l/\lambda = \varphi_0 + \pi n_0^3 \gamma E l/\lambda,$$

где λ — длина волны света в вакууме, φ_0 — начальный сдвиг фаз, приобретённый светом при прохождении кристалла в отсутствие поля. Наличие фазового сдвига, вызванного внеш. полем (второй член справа), и означает фазовую модуляцию света. Линейный электрооптич. эффект имеет очень малую инвертируемость и позволяет изменять фазу света за время $\sim 10^{-12}$ с. Обычно электр. поле E прикладывается к кристаллу либо в направлении распространения света (продольный эффект), либо в перпендикулярном направлении (поперечный эффект). При продольном эффекте произведение $E l$ равно внеш. напряжению U , приложенному к кристаллу. При поперечном эффекте $U = E h$, где h — размер кристаллич. элемента вдоль силовых линий электр. поля. Величину фазовой задержки можно записать в виде: $\varphi = \varphi_0 + \pi U/U_{\lambda_1}$, где $U_{\lambda_1} = h \lambda / \pi n_0^3 \gamma$ — т. н. полувольтное напряжение, т. е. т. н. напряжение, к-рое нужно приложить к фазовому М. с. для получения сдвига фаз на угол π . При использовании продольного эффекта ($h = l$) U_{λ_1} зависит только от λ и свойств кристаллич. элемента и составляет величину \sim неск. кВ; а при поперечном эффекте зависит и от геометрии элемента (h/l).

Полувольтное напряжение U_{λ_1} используется как характеристика М. с. на низких частотах модуляции, где непосредственно измеряемой величиной является напряжение. На высоких частотах сдвиг фаз φ удобнее определять как ф-цию мощности P управляющего сигнала: $\varphi = \varphi_0 + \sqrt{qP}$. Здесь q — величина, характеризующая качество М. с., зависящее от кристалла, его геометрии и от отношения длины кристалла к площади его поперечного сечения и не зависящее от того, используется продольный или поперечный электрооптич. эффект. Предел увеличению величины q кладут дифракц. эффекты. Для получения фазовой задержки в 1 ради-

ан необходима управляющая мощность $P = q^{-1}$. При использовании оптич. светодиода эта величина может быть существенно уменьшена, т. к. свет по световоду распространяется без дифракц. потерь на большие расстояния.

На высоких частотах следует учитывать изменение фазы модулирующего сигнала за время прохождения светом кристалла. В этом случае

$$\varphi = \frac{\pi}{U_{\lambda_1}} \int E_0 \cos(\Omega t - k_M z) dz,$$

где E_0 , Ω и k_M — амплитуда, частота и волновое число модулирующего электр. поля, z — направление распространения света в кристалле. При этом длина модулирующего элемента не должна превышать величины $l = \pi \Omega^{-1} (\nu^2 - \nu^2 M^2)^{-1}$, где ν — скорость света в кристалле, а ν_M — фазовая скорость управляющего сигнала.

В качестве материалов для фазовых модуляторов света обычно используют кристаллы ADP ($NH_4H_2PO_4$), KDP (KH_2PO_4), $DKDP$ (KD_2PO_4), виобит лития ($LiNbO_3$), танталат лития ($LiTaO_3$). Полувольтные напряжения модуляторов меняются от 100 В для длинных и тонких кристаллов в поперечном поле до 5 кВ в М. с., использующих широкие кристаллы в продольном поле.

Амплитудные М. с. с поляризационной ищечкой отличаются от фазовых М. с. наличием двух скрещённых поляризаторов (рис. 1, а), между к-рыми находится кристалл. Рис. 1, б поясняет ориентацию векторов пропускания e_1 и e_2 поляризаторов по отношению к векторам поляризации d_1 и d_2 среды.

Световой поток, поляризованный входным поляризатором вдоль вектора e_1 , распадается в анизотропном элементе на волны, поляризованные вдоль d_1 и d_2 . На выходе элемента эти волны приобретают фазовые задержки:

$\varphi_1 = \varphi_0 + \pi n_0^3 \gamma_1 E l/\lambda$ и $\varphi_2 = \varphi_0 + \pi n_0^3 \gamma_2 E l/\lambda$ и оказываются сдвинутыми по фазе на $\Gamma = \varphi_1 - \varphi_2$. Выходной поляризатор пропускает только компоненты волн, параллельные e_2 . Интенсивность света на выходе поляризад. ищечки равна $I = I_0 \sin^2(\Gamma/2)$. Разность фаз Γ содержит константу Γ_0 за счёт естества анизотропии кристалла $\Gamma_0 = \varphi_01 - \varphi_02 = 2\pi l(n_1 - n_2)/\lambda$ и переменную Γ_{∞} , наведённую электр. полем, $\Gamma_{\infty} = \pi U/U_{\lambda_1}$, где $U_{\lambda_1} = h \lambda / (\pi n_0^3 \gamma_2 - n_0^3 \gamma_1)$.

Зависимость интенсивности света от фазовой задержки Γ_{∞} (или напряжения U/U_{λ_1}), называемая амплитудной характеристикой М. с., имеет линейный и ищечный участки (рис. 2). Режим работы М. с. (смещение рабочей точки) определяется величиной Γ_0 . При $\Gamma_0 = 0$ М. с. работает на квадратичном участке характеристики (рис. 2, а), при $\Gamma_0 = \pi/2$ — на линейном участке (рис. 2, б). Из рисунка видно, что переменная составляющая света I_{∞} во втором случае значительно больше, чем в первом. При разработке практич. схем М. с. учитывать, что величина Γ_0 должна быть меньше π , иначе небольшие изменения показателей преломления или длины кристалла, обусловленные, напр., изменением тем-ры, смещают рабочую точку по амплитудной характеристике в нелинейную область и изменяют (уменьшают) переменную составляющую света на выходе. Аналогичным образом на амплитудную характеристику влияет и расхождение светового пучка,

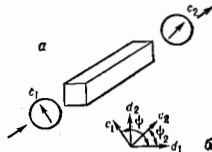


Рис. 1. Амплитудный модулятор света с поляризационной ищечкой.

Поэтому в практич. схемах М. с. свет направляют вдоль оптич. оси кристалла ($\gamma_1 = \gamma_2$) или принимают схемы компенсации естеств. анизотропии кристаллов. На рис. 3 изображена одна из таких схем. Анизотропный элемент состоит из двух идентичных кристаллов 2, между к-рыми расположена полуволновая пластинка 4, ориентированная так, что поляризация проходящего

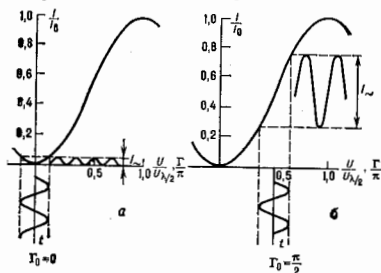


Рис. 2. Амплитудная характеристика модулятора света: а — работа на ислейном участке при $\Gamma_0 = 0$; б — работа на линейном участке при $\Gamma_0 = \pi/2$.

через неё света поворачивается на 90° . Поэтому световая волна, к-рая в первом кристалле была «медленной», становится по второму кристалле «быстрой», и наоборот, так что разность фаз за счёт естеств. анизотропии на выходе элемента равна нулю. Одновременно меняют знак управляющего поля при переходе от первого кристалла ко второму, что приводит к суммированию наведённого сдвига фаз в кристаллах.

Конструкция М. с. существенно зависит от диапазона их рабочих частот. На низких частотах (до 100 МГц) М. с. представляют собой конденсатор, образованный электродами и заполненный электроопт. средой. В диапазоне 100—3000 МГц применяют М. с. с тороидальными резонаторами, ёмкостный зазор к-рых заполнен электроопт. средой. Уменьшение габаритов таких М. с. на частотах 100—500 МГц достигается заменой сплошного центрального стержня резонатора на спиральный, что позволяет увеличить его индуктивность. В диапазоне св. 3000 МГц используют объёмные резонаторы, полностью или частично заполненные электроопт. средой.

Например 100 типов М. с., выпускаемых в настоящее время, большинство являются поляризационными. Их полуволновые напряжения лежат в пределах от 90 В до 4 кВ, полосы частот модуляции от неск. МГц до 1 ГГц.

Рис. 3. Модулятор света с компенсацией естественной анизотропии за счёт применения полуволновой пластинки: 1 — поляризаторы; 2 — электрооптические элементы; 3 — электроды; 4 — полуволновая пластинка; 5 — световой пучок.

Кроме материалов, применяемых при создании фазовых модуляторов, в поляризац. ячейках используют $\text{Ba}_2\text{SiO}_{20}$, а в ИК-диапазоне — арсенид галлия (GaAs) и теллурид кадмия (CdTe). В нек-рых случаях используются поляризац. ячейки с центросимметричными средами, напр. с жидкостями типа нитробензола. В таких веществах изменение показателя преломления пропорц. квадрату электрич. поля: $\Gamma = 2\lambda B E^2$, где B — постоянная Керра. Полуволновые напряжения в таких ячейках составляют 12—45 кВ.

Интерференционные М. с. Интерференц. схемы преобразования фазовой модуляции в амплитудную не

нашли такого широкого применения, как поляризац. элементы. Это связано с тем, что интерференционные М. с. более сложны конструктивно, требуют точной юстировки, чувствительны к вибрациям и др. внеш. воздействиям. Интерференционные М. с. применяют в контрольно-измерит. технике как датчики темп-ры и деформации, линейных и угл. перемещений. При-

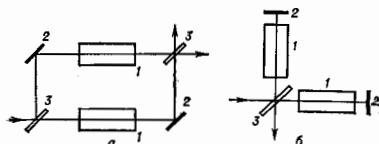


Рис. 4. Интерференционные модуляторы света на основе интерферометров Рокжестественского (а) и Майкельсона (б): 1 — электрооптические элементы; 2 — зеркала; 3 — полупрозрачные элементы.

ципальные схемы интерференционных М. с. на основе интерферометров Рокжестественского и Майкельсона приведены на рис. 4. Световой пучок, входящий в интерференц. модулятор, должен быть линейно поляризован вдоль одного из векторов поляризации d_1 или d_2 , соответствующих макс. электроопт. эффекту. Светоделительный элемент S' разделяет световой пучок на два луча с одинаковыми амплитудами и направляет их через два фазовых М. с. При прохождении через светоделительный элемент S' лучи интерферируют. Интенсивность света на выходе интерферометра описывается такой же ф-цией, как интенсивность поляризац. М. с. Если фазовые электроопт. элементы идентичны, а напряжения на них поданы в противофазе, то

$$\Gamma_0 = 2\pi\Delta l/\lambda, \quad \Gamma_\infty = 2\pi U/U_{1/2},$$

где Δl — разность длин пути первого и второго лучей. В интерференционных модуляторах используют те же материалы, что и в поляризац. элементах. Особенно эффективны интерференционные М. с. в плёночном исполнении в системах *интегральной оптики*.

Интергально-оптические М. с. находятся в последнее время всё более широкого применения. В качестве материала для их создания используют, как правило, ниобат лития (LiNbO_3). На поверхности этого материала методом диффузии титана создают необходимую световодную конфигурацию. Между световодами выполняются электроды. Прикладывая напряжение к электродам, можно изменять скорость распространения света по световодам. Среди интегрально-опт. М. с. наиб. применение нашёл модифициров. интерферометр Маха — Цейдера, изображённый на рис. 5. В этой струк-

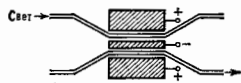
Рис. 5. Плёночный (волноводный) интерференционный модулятор света.

туре ширина световода не должна превышать неск. мкм, чтобы волновой был одномодовым. Роль светоделительных элементов в данном случае играют Y -образные разветвления. Если пришедшие к выходу интерферометра волны оказываются в фазе, то они складываются, если в противофазе — то образуют волну второй моды, к-рая не может распространяться по световоду и излучается в подложку. При распространении по световоду свет не дифрагирует, поэтому длина интегрально-опт. М. с. может достигать нескольких см. Т. о., отношение размеров модулятора l/λ достигает 10^4 . В этом случае полуволновое напряжение со-

становляет 0,3 В. Однако увеличение длины модулятора сопровождается сужением полосы частот модуляции. При длине модулятора из LiNbO_3 $l = 1$ см полоса частот равна 1 ГГц.

Другой тип интегрально-оптич. М. с. изображён на рис. 6. Модулятор представляет собой два близко расположенных световода на поверхности пьезота лития.

Рис. 6. Интегрально-оптический переключатель света на два положения.



Длина световодов и расстояние между ними подобраны так, чтобы в отсутствие внеш. поля свет из первого световода полностью перекачивался во второй за счёт туннельного эффекта. При подаче на электроды внеш. напряжения скорости распространения волн в световодах становятся различными и перекачка энергии из первого световода во второй прекращается. Такие М.с. являются по существу переклюкателями света на два положения. Для получения туннельной перекачки энергии расстояние между световодами должно составлять ок. 5 мкм при длине световодов в неск. см.

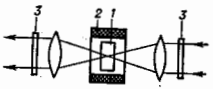
М. с. на сдвиге края полосы поглощения. Для амплитудной модуляции света может быть использовано изменение коэф. поглощения света средой под действием электрич. поля. Такое управляемое изменение коэф. поглощения имеет место в полупроводниках (Ge, Si, GaAs, CdS и др.). У этих материалов имеется резкий край полосы оптич. поглощения, к-рый может смещаться в сторону более длинных волн при наложении электр. поля (эффект Франца — Келдыша). Эффект имеет малую иверсионность $\sim 10^{-13}$ с. К сожалению, край полосы поглощения сдвигается очень слабо и для модуляции используют только свет, длина волны к-рого лежит у самого края полосы поглощения материала. При этом необходимые напряжённости управляющего электр. поля велики ($\sim 10^7$ В/м), поэтому М. с. на сдвиге края полосы применяют редко.

Магнитооптические М. с. Среди многочисл. магнитооптич. эффектов наиб. применение для модуляции света нашёл эффект Фарадея. Принципиальная схема фарадеевского М. с. приведена на рис. 7. Изменяющийся магн. поле катушки 2 приводит к периодич. изменению угла вращения плоскости поляризации света в магнитооптич. элементе 1. Интенсивность света, прошедшего через такую систему, равна

$$I = I_0 \cos^2(\varphi_0 + \varphi_1 \sin \Omega t),$$

где φ_0 — угол отност. поворота первого и второго поляризаторов 3, φ_1 — макс. угол вращения плоскости поляризации в элементе, Ω — частота приложенного магн. поля. В парамагн. и диамагн. материалах

Рис. 7. Магнитооптический модулятор света: 1 — магнитооптический элемент; 2 — катушка, создающая магнитное поле; 3 — поляризаторы.



для вращения плоскости поляризации на десятки градусов необходимы магн. поля в $10^6 - 10^7$ А/м. В ферромагнетиках эффект Фарадея пропорционален не управляющему магн. полю, а намагниченности образца. Это позволяет значительно уменьшить управляющее магн. поле. Очень большую роль при этом играет форма ферромагн. элемента. Так, для плоской пластинки, намагничиваемой перпендикулярно её плоскости, намагничивающее поле равно $2H_0$ (H_0 — намагничивающая насыщенность), для сферич. элемента намагничивающий фактор в 3 раза меньше, а для длинного тонкого цилиндра, намагниченного вдоль оси, — во много

раз меньше. Важной особенностью магнитооптич. М. с. является постоянство коэф. углового вращения плоскости поляризации мн. материалов в ИК-диапазоне. Это значительно повышает их конкурентоспособность в ИК-диапазоне по сравнению с электрооптическими, в к-рых управляющее напряжение линейно растёт с увеличением λ . Дополнит. преимуществом является слабая зависимость эффекта Фарадея от темп-ры. В магнитооптич. М. с. используются ферриматы, монокристаллы $\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, CrBr_3 , RbNiF_3 и нек-рые др. В этих материалах при магн. поле $\sim 10^6$ А/м удается достичь глубины модуляции $\sim 40\%$ на частотах до 200 МГц при управляющей мощности 0,1 Вт.

Акустооптические М. с. Изменение показателя преломления вещества возможно не только при воздействии электрич. и магн. полей, но и при механич. деформациях упругой среды (фотоупругость). М. с. на двулучепреломлении за счёт фотоупругости подобны поляризационным электрооптическим. Отличие состоит в том, что разность фаз Γ возникает под действием механич. напряжений, созданных спец. пьезообразователем, $\Gamma = 2l\Delta n/\lambda = l n^3 p/\mu$, где p — упругооптич. коэф., и — деформация среды.

Акустооптич. М. с. на двулучепреломлении довольно эффективны на низких частотах, а на высокой УЗ-частоте преимущество имеют М. с., использующие дифракцию света на ультразвуке. Акустич. волна, распространяющаяся в оптичски прозрачной среде, сопровождается появлением в этой среде бегущей периодич. последовательности изменений показателя преломления. Образуется структура, аналогичная дифракцион-

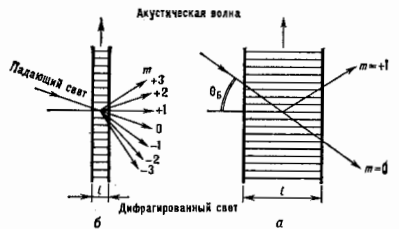
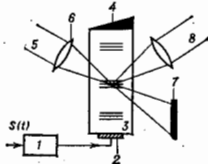


Рис. 8. Схема дифракции света на звуковой волне: а — при большом l (пространственная решётка); б — при малом l (плоская решётка).

ной решётке. Если период этой структуры меньше ширины светового пучка, то на ней происходит дифракция света. Характер этой дифракции существенно зависит от длины области взаимодействия света и звука l (рис. 8). При большом l (рис. 8, а) дифракц. решётка является трёхмерной; характер дифракции подобен дифракции рентгеновских лучей на кристаллич. решётке (дифракция Брэгга). Угол падения света должен быть близок к углу Брэгга $\theta_B = \arcsin(\lambda/2l)$, где λ — длина волны звука. При дифракции Брэгга обычно наблюдается только один боковой дифракц. максимум. При малом l (рис. 8, б) решётка может считаться плоской. Дифракц. картина представляет собой набор дифракц. максимумов, расположенных симметрично относительно падающего света (дифракция Рамана — Нага). Она происходит при любом угле падения света на УЗ-столб. Частота света в m -м дифракц. максимуме равна $\omega + m\Omega$, где ω — частота света, Ω — частота звука. Т. о., акустооптич. взаимодействие позволяет изменять частоту света. Фаза света в нулевом дифракц. максимуме зависит от амплитуды акустич. волны; происходит перераспределение интенсивности света между нулевым и боковыми максимумами. В соответствии с этим возможны разл. виды акустооптич. М. с.: частотные, фазовые и амплитудные.

тудные. Кроме того, информация в световой пучок можно вносить, модулируя его как во времени, так и по пространству. Однако поскольку создаваемое упругой волной пространство, распределение показателя преломления движется со скоростью звука, то в акустооптике пространственных М. с. выходной сигнал оказывается промодулированным также во времени. Практич. применение нашли модуляторы интенсивности света с бегущей и стоячей акустик. волной, а также пространств. М. с., являющиеся основой акустооптич. процессоров. Принципиальная схема акустооптич. М. с. на бегущей волне представлена на рис. 9. Электрич. колебания от генератора 1 модулируются по амплитуде инфрамод. сигналом $S(t)$ и поступают на

Рис. 9. Схема акустооптич. модулятора света на бегущей волне: $S(t)$ — модулирующий сигнал; 1 — генератор электрических колебаний; 2 — пьезопреобразователь; 3 — звукопровод; 4 — поглотитель; 5 — световой пучок; 6 — линза; 7 — экран; 8 — боковой дифракционный максимум.



пьезопреобразователь 2. Акустич. волна от пьезопреобразователя бежит по звукопроводу 3 до поглотителя звука 4 и создаёт дифракц. структуру, на к-рой дифрагирует световой пучок 5. Нулевой дифракц. максимум задерживается экраном 7, а боковой дифракц. максимум 8 оказывается промодулированным по закону $S(t)$. Быстродействие этого М. с. определяется временем прохождения звука через диаметр светового пучка и составляет 10—100 нс. Такие акустооптич. М. с. отличаются высоким контрастом модуляции (отношение интенсивностей света в максимуме при наличии акустич. сигнала и в его отсутствие), достигающим 2000 : 1. Для модуляции света с фиксиров. частотой (напр., при синхронизации мод лазера) используют акустооптич. М. с. на стоячей акустик. волне. Конструктивно они отличаются от изображённого на рис. 9 отсутствия поглотителя звука. Стоячая акустич. волна возбуждается в среде неподвижную дифракц. решётку, амплитуда к-рой меняется по гармонич. закону с удвоенной частотой звука; это приводит к 100%-вой модуляции света в боковом максимуме. Частота звука при этом должна совпадать с собств. частотой акустич. резонатора, образованного звукопроводом.

В качестве материалов для акустооптич. М. с. используют *оптические стекла* (тяжёлый флинт ФТ7), кристаллы PbMoO_4 , TeO_2 , а в ИК-диапазоне — Ge и GaAs. Эффективность дифракции света в этих материалах достигает 20—80% при акустич. мощностях 1—5 Вт на частотах 40 ÷ 250 МГц.

Пространственные М. с. Описанные выше М. с. (кроме акустооптич.) осуществляют модуляцию, равномерную по всему поперечному сечению пучка света. Между тем оптич. луч способен переносить значительно больший объём информации, если осуществить пространств. модуляцию света, различную в каждой точке поперечного сечения луча. Мин. размеры площадки в поперечном сечении светового луча, способной перевести независимую информацию, ограничены вследствие дифракции света площадью $s > \lambda^2$, т. е. очень малой величиной. Поэтому инфрамод. ёмкость пространств. М. с. пропорц. площади поперечного сечения светового луча. Пространств. М. с. позволяют создавать управляемые голографич. транспаранты, устройства ввода и обработки информации и оперативной памяти оптич. вычислит. машин; решать ряд проблем совр. телевизионной техники (воспроизведение изображений на большом экране и т. п.).

Одн. элементом пространств. М. с. является слой, обладающий продольным электрооптич. эффектом. На его поверхности записывается определ. потенциальный рельеф. Проходящий через этот слой широкий пучок света оказывается промодулированным в каждой точке поперечного сечения в соответствии с потенциальным рельефом, записанным на поверхности. При этом в зависимости от направления поляризации света его модуляция может быть амплитудной или фазовой (см. *Фазовая рельефография*).

Различают два осн. метода создания потенциального рельефа на поверхности модулирующего слоя: оптич. и электронн. Принципиальная схема пространств. М. с. с оптич. записью информации приведена на рис. 10. На оптически прозрачной подложке разме-

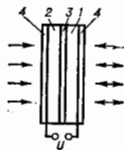


Рис. 10. Пространственный модулятор света с оптической записью информации: 1 — электрооптический кристалл; 2 — фотоэлектрон; 3 — диэлектрическое зеркало; 4 — прозрачные электроды.

щаются электрооптич. и фотопроводящий слои, разделённые диэлектрич. зеркалом. Снаружи располагаются прозрачные электроды, к к-рым приложено пост. напряжение. В отсутствие света это напряжение в осн. приложено к фотослою, обладающему высоким темновым сопротивлением. Падающий слева свет уменьшает сопротивление фотопроводника, и напряжение в освещённой точке оказывается приложенным к электрооптич. слою. Т. о., изображение, проецируемое слева на модулятор, создаёт пространств. рельеф на электрооптич. слое, а падающий справа свет используется для считывания записанной информации. В качестве электрооптич. слоя применяют электрооптич. или *жидкие кристаллы*. Жидкий кристалл обладает диэлектрич. анизотропией, т. е. диэлектрич. проницаемостью вдоль осей ϵ_1 , различны. При наложении электр. поля молекулы жидкого кристалла стремятся ориентироваться так, чтобы иметь наб. диэлектрич. проницаемость вдоль E. Упругие силы стремятся вернуть молекулы в исходное положение, определяемое граничными условиями на поверхностях слоя. Изменение показателя преломления при воздействии поля используется так же, как и в электрооптич. кристалле. Полувольное напряжение для жидких кристаллов составляет веск. В. Характерные времена электрооптич. переключения жидких кристаллов составляют $\sim 10^{-3}$ с, а время релаксации к исходному состоянию на 1—2 порядка больше. Достоинствами жидкокристаллич. пространственных М. с. являются низкое рабочее напряжение и удовлетворительное разрешение (60—100 л/мм), определяемое малой толщиной слоя жидкого кристалла (2—50 мкм); недостатки жидкокристаллич. слоёв — высокая чувствительность к темп-ре, малое время хранения записанной информации и большое время записи. Пространств. М. с. с электрооптич. кристаллом лишены этих недостатков, но требуют для своей работы значительно больших напряжений и обладают меньшим разрешением (~ 10 л/мм). Пространств. М. с. с оптич. записью может быть применён для преобразования некогерентного изображения в когерентное, для сложения и вычитания изображений, выделения движущейся части изображения и т. д. Нег-рым недостатком М. с. с оптич. записью является влияние считывающего света на фотопроводник, что не позволяет использовать для считывания информации свет большой интенсивности. Для получения изображений с высокой яркостью используют модуляторы с электронной записью ин-

формации (рис. 11). Под влиянием бомбардировки кристалла сканирующим электронным лучом с его поверхности выносятся вторичные электроны, собираемые коллекторной сеткой. Заряд каждой точки поверхности кристалла определяется силой тока электронного луча и потенциалом поверхности в точке бомбардировки. Управляя любой из этих величин, можно записать на поверхности необходимый потенциальный рельеф.

Эфф. использование считывающего света возможно только в том случае, когда глубина потенциального рельефа на поверхности кристалла близка к U_{λ_1} . При этом в пространстве М. с. необходимо использовать электропит. кристаллы с малым U_{λ_1} , т. к. большие разности потенциалов приводят к перераспределению вторичных электронов и искажению изображения.



Рис. 11. Пространственный модулятор с электронной записью информации: 1 — электропитательный кристалл; 2 — сигнальная пластина; 3 — коллекторная сетка; 4 — электронная пушка; 5 — отклоняющая система; 6 — полупрозрачное зеркало.

В обычно применяемых кристаллах типа *KDP* полевое напряжение можно значительно снизить, охлаждая кристалл до температуры, близкой к точке Кюри T_K . Электроопт. коэф. этих кристаллов γ изменяется с понижением темп-ры по закону $\gamma = \gamma_0 \text{ Вейса} = a/(T - T_K)$. Поэтому U_{λ_1} пропорционально $(T - T_K)$. Дополнит. преимуществом охлаждения устройства является то, что при работе вблизи точки Кюри увеличивается до неск. часов время, в течение к-рого сохраняется записанный на поверхности потенциал рельеф. Охлаждение применяется и в пространств. М. с. с оптич. записью.

Внутрирезонаторные лазерные М. с. Кроме описанных выше М. с., воздействующих на проходящий световой пучок, возможно управление оптич. излучением при его генерации. Напр., модуляция излучения полупроводникового лазера осуществляется модуляцией тока накачки. В газовых и твердотельных лазерах внесение в резонатор переменных потерь приводит к амплитудной модуляции излучения. При этом внутрирезонаторная модуляция, как правило, значительно эффективнее модуляции проходящего света. Введение в резонатор лазера фазового М. с. позволяет изменять оптич. длину резонатора и осуществлять частотную модуляцию излучения. Полоса частот внутрирезонаторных М. с. должна быть меньше разности частот генерируемых лазером мод $\Delta\nu$. При приближении частоты веш. воздействия к $\Delta\nu$ начинается эфф. взаимодействие между модами лазера, приводящее к синхронизации мод и генерации лазером коротких оптич. импульсов. Осн. недостатком внутрирезонаторных М. с. является то, что внесение в резонатор дополнит. элементов снижает общую мощность излучения лазера и ухудшает стабильность генерации.

Лит.: Мустель Е. Р., Парыгин В. Н., Методы модуляции и сканирования света, М., 1970; Маэри Ж., Дювои Ж., Азари Ж. П., Устройства воспроизведения изображений, основанные на эффекте Покельса, и их применение, в сб.: Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений, т. 1, под ред. В. Нейзана, пер. с англ., М., 1978; Валакши В. И., Парыгин В. Н., Чирнов Л. Е., Физические основы оптики, М., 1985; Парыгин В. Н., Валакши В. И., Оптичная обработка информации, М., 1987; Пространственные модуляторы света, М., 1987.

В. Н. Парыгин.

МОДУЛЯЦИИ ДОВЕРНОСТИ МЕТОД — в квантовой электронике метод получения одиночных коротких импульсов лазерного излучения большой мощности, при к-ром добротность оптич. резонатора лазера быстро увеличивается от небольших начальных значений до очень больших. М. д. осуществляется с помощью электромеханич. и оптомеханич. затворов (см.

Оптический затвор) или нелинейных преломляющихся фильтров (см. Лазер, Светофильтр).

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — неустойчивость нелинейной волновой среды, возникающая вследствие резонанса бегущих на частоте $\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega$, образованной волной накачки ω_1 и близкой по частоте модой волновой среды ω_2 , с несобственными волнами, распространяющимися со скоростями, близкими к групповой скорости волны накачки. М. н. — разновидность параметрической неустойчивости, она определяет процесс коллапсирования волн в нелинейных волновых средах. В. Н. Орловский.

МОДУЛЯЦИЯ (от лат. modulator — мерность, размерность) — изменение по заданному закону во времени параметров, характеризующих к.-л. стационарный процесс. Примеры М.: изменение по опред. закону амплитуды, частоты или фазы гармонич. колебания для внесения в колебат. процесс требуемой информации (см. Модулированные колебания, Модуляция колебаний); изменение во времени интенсивности электронного потока в электронно-лучевом осциллографе, осуществляемое с помощью спец. электрода (модулятор а) и приводящее к соответствующему изменению яркости свечения экрана трубки; управление яркостью света с помощью поляризирующих устройств и ячейки Керра (см. Модуляция света); изменение скорости электронов и плотности пучка в электронном потоке в кластроне и др. В этих случаях один или неск. параметров, характеризующих стационарный процесс (напр., интенсивность, амплитуда, скорость, частота), изменяются синхронно с модулирующим воздействием.

Иногда говорят о пространств. М. — изменении параметров стационарного процесса в пространстве. В нелинейных колебат. и волновых системах возможно спонтанное возникновение М. (т. н. а в т о м о д у л я ц и я).

МОДУЛЯЦИЯ КОЛЕБАНИЙ — изменение разл. характеристик колебаний, медленное по сравнению с их периодом (см. Модулированные колебания).

МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА (модуляция оптического излучения) — изменение по заданному закону во времени амплитуды (интенсивности), частоты, фазы или поляризации колебаний оптич. излучения. Применяется для управления световыми пучками с целью передачи информации при помощи оптич. сигналов или для формирования световых потоков с опред. параметрами. В зависимости от того, какая характеристика подвергается изменению, различают амплитудную, фазовую, частотную или поляризац. модуляцию М. с. Для излучений видимого и ближнего ИК-диапазонов (10^{14} — $8 \cdot 10^{14}$ Гц) возможны частоты модуляции с верх. пределом до 10^{11} — 10^{12} Гц. Ест. источниками М. с. происходит при испускании света элементарными излучателями (атомами, ионами); независимость испускания такими излучателями фотонов и различие в частоте последних приводит к тому, что излучение содержит набор частот и флукутирует по амплитуде, т. е. является амплитудно-частотно-модулированным. Естество. частотная М. с. происходит также при неупругом рассеянии света на внутримолекулярных колебаниях (см. Комбинационное рассеяние света) и на укоротках волн в конденсированных средах (см. Мандельштама — Бриллюэна рассеяние). В обоих случаях рассеянный свет содержит частоты, отличные от частот падающего света.

М. с. при к-рой преобразование излучения происходит в процессе его формирования непосредственно в источнике (генераторе) оптич. излучения, наз. в н у т р е н н е й М. с. При в н е ш н е й М. с. параметры излучения изменяют после его выхода из источника с помощью *модулятора света*. Т. к. регистрация излучения модулированного по частоте, фазе или поляризации сопряжена с техн. трудностями, то на практике все эти виды М. с. преобразуют в амплитудную модуляцию либо непосредственно в схеме модулятора, либо

с помощью спец. устройств, помещаемых перед приёмником излучения.

Простейшая амплитудная М. с. — это периодич. механич. прерывание светового потока с помощью колеблющихся и вращающихся заслонок, приз, зеркал, вращающихся дисков с отверстиями, растров.

Существует много способов М. с. на основе физ. эффектов (электрооптический, магнитооптический, упругооптический и др.), возникающих при распространении света в разл. средах. Для такой М. с. применяют управляемый двулучепреломляющий элемент из материала, обладающего естественной или наведённой анизотропией. Вещ. управляющее поле (напр., электрическое или поле упругих напряжений) приводит к изменению оптич. характеристик среды. В широко распространённых модуляторах на основе *Показеляса эффекта* фазовый сдвиг между обыкновенным и необыкновенным лучами линейно зависит от величины напряжённости электрич. поля, а в модуляторах на основе *Керра эффекта* — зависимость квадратичная. Для получения амплитудной М. с. электрооптич. вещество обычно помещают между скрещёнными поляризаторами. Важным свойством электрооптич. эффекта является его малая иверсионность, позволяющая осуществлять М. с. вплоть до частот 10^{14} Гц. В электрооптич. модуляторах ослабление модулирующего сигнала не зависит от интенсивности модулируемого света, и потому для увеличения глубины модуляции используют многократное прохождение света через один и тот же модулирующий кристалл. Примером может служить модулятор на основе интерферометра Фабри — Перо, заполненного электрооптич. средой.

С целью увеличения объёма информации, переносимой световым лучом, используют пространств. в е н и у М. с., различную в каждой точке поперечного сечения пучка света. Осн. элемент пространств. модулятора света — кристалл, на поверхности к-рого записывается определ. потенциальный рельеф; проходящий через кристалл пучок света оказывается промодулированным в каждой точке поперечного сечения в соответствии с потенциальным рельефом, записанным на кристалле, при этом модуляция может быть амплитудной и фазовой.

Из многочисл. магнитооптич. эффектов для М. с. наиб. применение нашёл *Фарадея эффект* в прозрачных веществах. Периодически меняющееся магн. поле приводит к периодич. изменению угла вращения плоскости поляризации света, прошедшего через магнитооптич. элемент, помещённый в магн. поле. Угол поворота плоскости поляризации пропорц. длине пути света в веществе и при достаточной прозрачности среды может быть сделан коэф. удельно большим. Важной особенностью магнитооптич. модуляторов является постоянство коэф. удельного вращения плоскости поляризации в ИК-диапазоне для волн. Это повышает конкурентоспособность магнитооптич. устройств при больших длинах волн оптич. излучения по сравнению с электрооптическими, в к-рых управляющее напряжение линейно возрастает с увеличением длины волны света. В магнитооптич. модуляторах света удаётся достичь глубины модуляции 40% на частотах модуляции до 10^8 Гц.

Для М. с. используют также искусственную оптич. анизотропию, к-рая возникает в первоначально изотропных твёрдых телах под действием упругих напряжений (*фотоупругость*). При прохождении плоскополяризован. излучения через фотоупругую среду с наведённым двулучепреломлением излучение становится эллиптически поляризованным. Помещая такую среду между скрещёнными поляризатором и анализатором, наблюдают амплитудную М. с., аналогичную модуляции в электрооптич. средах. Применение таких модуляторов особенно целесообразно в ИК-диапазоне, т. к. равенств фаз колебаний обыкновенного и необыкновенного лучей $\sigma \neq 0$, где σ — показатель преломления,

равный $4 \div 6$ для веществ, прозрачных в этом диапазоне.

В основе работы акустооптич. модулятора лежит явление дифракции света на фазовой решётке, образованной периодич. изменением показателя преломления среды при прохождении через неё УЗ-волны (см. *Дифракция света на ультразвуке*).

Методы, основанные на изменении поглощения света средой, обеспечивают лишь амплитудную М. с. При этом обязательно имеют место потери световой энергии в модулирующем устройстве. Электрич. управление поглощением света полупроводниками легко может быть получено либо при изменении концентрации свободных носителей или их подвижности, либо за счёт сдвига края полосы поглощения (*Келдыша — Франца эффект*).

В и у т р е н и ю М. с. осуществляют, используя для питания электрич. источников света переменное или импульсное-периодич. напряжение. Лампы накаливания при этом из-за своей иверсионности дают заметную глубину модуляции лишь до частот $\sim 10^2$ Гц; газоразрядные источники света менее иверсионны и допускают модуляцию до частот 10^3 Гц (при глубине модуляции 50—70%).

Появление лазеров вызвало интенсивное развитие методов внутр. М. с., основанных на управлении когерентным излучением за счёт изменения параметров лазера. При этом мн. устройства, применяемые как внеш. модуляторы, помещаются внутри *оптического резонатора* лазера. Используют разл. способы внутр. модуляции, получают любой вид М. с.: амплитудной, частотной, фазовой и поляризационной. Частотой излучения лазера управляют, изменяя добротность оптич. резонатора лазера, напр. меняя оптич. длину резонатора. С этой целью одно из зеркал резонатора закрепляют либо на магнитострикционном стержне (см. *Магнитострикционный преобразователь*), либо на пьезоэlemente и изменяют длину резонатора синхронно с модулирующим напряжением. Тот же эффект достигается путём изменения показателя преломления среды, заполняющей резонатор, для чего используется электрооптич. кристалл. Частотную модуляцию излучения лазера можно получить также при наложении на активную среду магн. или электрич. полей (см. *Зеемана эффект*, *Штарка эффект*), под действием к-рых происходит расщепление и смещение рабочих уровней атомов, ответственных за генерацию когерентного излучения.

Изменяя величину коэф. усиления, получают амплитудную модуляцию излучения лазера. Для этого воздействуют на разность населённости активной среды, либо изменяя мощность её возбуждения, либо используют вспомогат. возбуждение, приводящее к перераспределению населённости. Амплитудная модуляция излучения может быть получена и при помощи модуляции тока разряда газовых или полупроводниковых лазеров, работающих в непрерывном режиме. Одним из методов управления когерентным излучением является модуляция величины *обратной связи* лазера, т. е. коэф. отражения зеркал резонатора. С этой целью используют резонатор, одно из зеркал к-рого вращается с большой скоростью, и потому условия генерации выполняются лишь в короткие промежутки времени. Вместо зеркала часто используют вращающуюся призму полного внутр. отражения. Изменение величины обратной связи можно получить, заменяя одно из зеркал на систему зеркал, образующих интерферометр Фабри — Перо. Коэф. отражения такого резонатора зависит от расстояния между зеркалами, изменяя к-рое можно модулировать интенсивность излучения и получать т. н. гигантские импульсы, мощность излучения в к-рых существенно превосходит мощность непрерывной генерации. Наконец, излучение лазеров также модулируют, изменяя добротность оптич. резонатора путём введения потерь, величина к-рых управляется внеш. сигналом. Для этого используют модуляторы на основе электр.

троптич. и фотоуругих сред. Для т. «наисновое управление добротности применяет метод, основанное на введении в резонатор элементов (раствора, стекло), прозрачность к-рых меняется под действием светового излучения. Такой вид модуляции (а в том о д у л а и в) широко используется для генерирования импульсов когерентного излучения нано- и пикосекундного диапазона.

Интересным случаем ввуст. М. с. является режим синхронизации мод, к-рый осуществляется при модуляции добротности (длины резонатора) с частотой, близкой к частоте межмодовых бегущей лазера. При синхронизации мод лазер генерирует короткие и мощные импульсы, следующие друг за другом с частотой ввеш. модуляции.

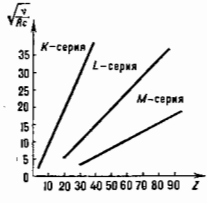
Лит. см. при ст. Модуляторы света. А. Н. Копорский. **МОДЫ** (от лат. modus — мера, образ, способ, вид) — типы колебаний (нормальные колебания) в распределенных колебл. системах (см. Объемный резонатор, Оптический резонатор) или типы волн (нормальные волны) в волноводных системах и волновых пучках (см. Волновой Коэффициент). Термин «М.» стал употребляться также для любого волнового поля (вне его источников), обладающего опред. пространственной структурой (самметрий). Так появились понятия М. излучения лазера, «утекающая» М., поверхностная М., «спешущая галерея», экспоненциально спадающая М., сержия М. и т. д.

Лит. см. при ст. Нормальные колебания, Нормальные волны, Лазер. М. А. Миллер, Г. В. Пермиттин. **МОЗАИЧНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ** — несовершенство кристаллич. структуры, состоящее в том, что монокристаллы как бы состоят из блоков, несколько разориентированных (до нек. мин.) друг относительно друга. Большинство реальных монокристаллов состоит из блоков размером ~10⁻⁴ см. М. к. обусловлена дислокациями на границах блоков.

МОЗЛИ ЗАКОН — утверждает, что корень квадратный из частоты ν характеристич. рентг. излучения атома хим. элемента и его ат. номер Z связаны линейной зависимостью:

$$\sqrt{\frac{\nu}{Rc}} = \frac{Z - S_n}{n}$$

(Rc — Ридберга постоянная, S_n — постоянная экранирования, учитывающая



влияние на отд. электрон всех остальных электронов атома, n — гл. квантовое число). М. з. установлен экспериментально в 1913 Г. Мозли (H. Moseley). Графически зависимость $\sqrt{\nu}$ от Z представляет собой ряд прямых (K-, L-, M- и т. д. серии, соответствующие $n=1, 2, 3, \dots$; рис.). М. з. окончательно подтвердил, что Z определяется не массой атомного ядра, а его зарядом. Мозли закон — основа рентг. спектрального анализа. А. В. Нольмаков. **МОЛЕКУЛА** (от лат. molecula, уменьшит. от лат. moles — масса) — наименьшая устойчивая частица вещества, обладающая его осн. хим. и физ. свойствами. Состоит из атомных ядер и электронов, связанных между собой эл.-магн. силами; можно также считать М. системой атомов, связанных друг с другом разл. связями (см. Межатомное взаимодействие).

Представление о М. возникло в 18 в. и с развитием в 19 в. кинетич. теории газов и становлением термодинамики получило широкое распространение. Прямое эксперим. подтверждение существования М. провёл Ж. Перрен (J. Perrin) при изучении броуновского движения (1906).

Молекулярные вещества в газовой и жидкой фазах и в молекулярных кристаллах сохраняют индивидуаль-

ность. В расплавах и ионных кристаллах М., как правило, утрачивают индивидуальность, т. к. каждый атом в них связан с большим числом окружающих его атомов.

Хим. формула М. — грубо формула — указывает все входящие в неё атомы хим. символами элементов, а также число одинаковых атомов. Порядок расположения атомов в молекуле и характер связи между ними отражает структурная ф-ла М.

М. образуется из атомов при их сближении, если энергия связанного состояния меньше суммы энергий свободных атомов. Выделяемая при образовании М. энергия может передаваться др. частям (переходит в тепло) или испускаться в виде кванта света (тепловая люминесценция). Соответственно, для отрыва от молекулы отд. атомов или атомных групп необходимо сообщить М. опред. энергию (энергию диссоциации). Число атомов в М. составляет от двух (H₂, O₂, HCl, CO) до сотен и тысяч (нек-рые витамины, гормоны, белки).

Энергия отдельных хим. связей в М. составляет неск. эВ. Связь между атомами в М. осуществляется электронами валентных оболочек (валентными электронами) так, чтобы система была электронейтральной, а электронная оболочка — замкнутой. Атомы с замкнутыми в основном состоянии оболочками могут образовывать хим. связи, если их перовичи в возбужденном состоянии. Образующиеся при этом М. (напр., He₂) являются метастабильными и наз. эксимерными.

М. с открытыми (незамкнутыми) электронными оболочками (напр., OH, CH₂, NH₂) наз. радикалами (свободными радикалами). М. и радикалы с нескомпенсированным зарядом, получающиеся при отрыве или присоединении электронов к нейтральной М. (напр., H₂⁺, H₂⁻), наз. молекулярными (радикальными) ионами. Радикалы и ионы образуются как промежуточные продукты хим. реакций, при разл. воздействиях на М. и в обычных условиях неустойчивы, но в изолиров. состоянии (напр., в космич. пространстве) могут существовать долго.

Близкими к М. образованиями являются ван-дер-ваальсовские комплексы (HCl·Ar), молекулярные ассоциаты, ионные кластеры, ван-дер-ваальсовы молекулы и т. д., связанные между собой более слабыми, чем химические, связями — водородными или ван-дер-ваальсовыми. Комплексы могут состоять из двух, трёх и т. д. М. [(H₂O)₂, (NaCl)₂], их называют димерами, тримерами и т. д. Ионные кластеры образуются из иона H₃⁺ и молекул H₂ [напр., H₃⁺·H₂, H₃⁺(H₂)₂, ..., H₃⁺(H₂)_n]. Такие системы неустойчивы и распадаются под внеш. воздействием.

В М. между валентными электронами в основном состоянии преобладает обменное взаимодействие, к-рое выстраивает спины электронов антипараллельно, поэтому осн. электронное состояние большинства М. синглетное, М. диамагнитна. Свободные радикалы обычно парамагнитны.

Структура М. В зависимости от числа валентных электронов, принимающих участие в хим. связи, последние наз. одианными, двойными и тройными. Напр., атомы С в М. этава C₂H₂ связаны одинарной связью С — С, в М. этилена C₂H₄ — двойной связью С = С, а в М. ацетилена C₂H₂ — тройной связью С ≡ С. Одианныя связь образуется двумя валентными электронами (σ-электронами), двойная связь — четырьмя электронами (σ-электронами), а тройная связь — шестью электронами (также σ-электронами). Электроны внутр. замкнутых оболочек атомов практически не участвуют в хим. связи. Такая классификация хим. связей основана и не всегда приемлема. Она лучше всего подходит для классификации связей в разветвлённых (насыщенных) углеводородах и неприменима к циклич. угле-

водородна тиа бензола (C_6H_6), т. к. в этом случае шесть одинаковых связей между атомами С, наз. также сопряженными связями, образуются за счёт 18 валентных электронов и рассмотренная классификация привела бы к полуторным связям.

В нек-рых случаях хим. связи образуются нечётным числом электронов. Так, в стабильном ионе H_2^+ связь образована одним электроном, в ионе H_3^+ , имеющем

структуру равностороннего треугольника, три связи $H-H$ образованы всего двумя электронами и т. д. Кроме того, не все электроны внеш. электронной оболочки атомов принимают участие в хим. связи. Напр., в MH_2 два из пяти внеш. электрона атома M не принимают участия в образовании связей и наз. неподелённой парой электронов. Если при образовании связи между атомами А и В электрон переносится от А к В (или обратно), то связь между А и В наз. ионной (напр., $NaCl$), а если валентные электроны распределены между А и В равномерно, то связь А—В наз. ковалентной (напр., $H-H$, $C-S-C$). Обычно ковалентные связи прочнее ионных. В сопряжённых системах типа бензола электроны, связывающие атомы С, равномерно распределены по всему кольцу.

Форма M определяется соотношением расположением атомов в ней, к-рое в свою очередь определяется величинами для связей и углов между связями (валентных углов). Между кратностью и длиной связи существует корреляция: связь между определ. атомами укорачивается с ростом её кратности. Напр., типичные величины для связей $C-C$, $C=C$ и $C\equiv C$ соответственно равны 1,50, 1,35 и 1,20 Å. Длина связи зависит от её хим. окружения в M . Напр., длина связи $C-H$ в группе $-CH_3$ составляет ок. 1,10 Å, а в группах $=CH_2$ и $\equiv CH$ 1,08 и 1,05 Å соответственно. Валентные углы между связями бывают самые разные, причём углы между одними и теми же связями в разл. M могут быть различными, хотя определяются характерностью существует и для углов. Напр., угол между связями $C-H$ в группе $-CH_3$, входящий в разл. M , часто близок к 109° . Если атом С образует четыре связи, то углы между ними связями близки к тетраэдр. углу ($109^\circ 30'$). Для качества описания формы M , содержащая атом С, важное значение имеет гибридизация атомных орбиталей С (см. Молекулярная орбиталь), т. е. образование из пары орбиталей внешних s -электронов и пары орбиталей p -электронов четырёх эквивалентных линейных комбинаций, наз. гибридными орбиталями.

Нек-рые представления о форме и геометр. симметрии M , состоящей из данного набора атомов, можно получить на основе симметрии молекулы и концепции молекулярных орбиталей (МО). В зависимости от знака вклада, вносимого электроном данной МО в полную энергию M , МО наз. разрыхляющими или связывающими: связывающие участвуют в образовании прочных хим. связей, а разрыхляющие — не участвуют. Число связывающих и разрыхляющих МО зависит только от симметрии расположения атомов в M . Поэтому определение устойчивой формы M сводится к нахождению такого расположения атомов, к-рому соответствует наиб. число связывающих МО. Напр., в случае CH_4 для тетраэдр. расположения четырёх атомов Н вокруг С (симметрия T_d) получается наиб. число связывающих МО — 8 (напр., для симметрии C_{3v} их 6). Разл. МО вносят разный вклад в энергию, и поэтому этот метод не всегда применим, во в большинстве случаев он правильно предсказывает геом. симметрию M (напр., он позволяет установить, что M H_2O — вильневная, M CO_2 — линейная), особенно геом. симметрию M в возбуждённых электронных состояниях. Структурные параметры для осн. электронного состояния M . M определены методами газовой электроно-

графия, микроволновой спектроскопии и др. спектральных методами.

В зависимости от изотопич. состава атомов M имеет изотопич. модификации. Напр., CH_3D , CH_2D_2 , CHD_3 , CD_4 являются изотопич. модификациями метана (CH_4). Структурные параметры изотопич. модификаций очень близки к структурным параметрам осн. M , а малые отличия ($\sim 0,01$ Å в длинах связей и $\sim 1^\circ$ в валентных углах) обычно обусловлены различием колебат. поправок к структурным параметрам. Кроме того, высокосимметричные изотопич. модификации неполярных M могут быть слабо поляричны с дипольным моментом ок. 0,01 дебая.

В соответствии с симметрией равновесной конфигурации M можно разделить на три класса: 1) M , не имеющие осей симметрии 3-го или более высокого порядка; 2) M , имеющие одну ось симметрии 3-го или более высокого порядка; 3) M , имеющие виск. осей симметрии 3-го или более высокого порядка (см. Симметрия молекулы). M . этих классов наз. асимметричными, симметричными и сферич. волчками соответственно. Линейная молекула является частным случаем симметричного волчка.

Классификация энергетических уровней M . Уровни энергии M определяются из решения полного Шрёдингера уравнения методами квантовой химии. Численные решения ур-ния Шрёдингера выполнены только для очень простых M (H_2^+ , H_2), для остальных M проводится приближённое разделение ур-ния Шрёдингера на отдельные ур-ния для электронной и ядерной подсистем. Такое разделение проводится на основании Борна — Опенгеймера теореме. Решение ур-ния Шрёдингера для электронов даёт электронные уровни энергии M в зависимости от координат ядер как от параметров (см. Потенциальная поверхность), а ур-ние Шрёдингера для ядер — колебательно-вращательные уровни энергии в разл. электронных состояниях. Ур-ние Шрёдингера для ядер также разделяют на колебательное и вращательное. Электронная энергия M и $\sqrt{m/M}$ (m — масса электрона, M — масса ядра) раз больше колебательной, к-рая в $\sqrt{m/M}$ раз больше вращательной, что и позволяет произвести такое разделение. Взаимодействия между разл. видами движений (электронными, колебательными, вращательными) очень важны и составляют осн. предмет исследований в совр. молекулярной спектроскопии.

Полные электронно-колебательно-вращательные (роти-бронные) уровни энергии M классифицируют по неприводимым представлениям (типам симметрии) группы симметрии молекулы. Разделение полного движения на отд. виды даёт возможность ввести приближённые квантовые числа для классификации уровней M . В большинстве случаев эти числа связаны с собств. значениями квадратов и z -проекции соответствующих угл. моментов. В спектроскопии двухатомных M используются угл. моменты и их квантовые числа, приведённые в табл.

Тип угл. момента	Оператор	Квантовые числа	
		полного момента	проекции момента на ось молекулы
Электронный орбитальный момент	L	L	Λ
Электронный спин	S	S	Σ
Вращательный момент	R	R	K
Полный момент без электронного и ядерного спинов	$N = R + L$	N	$K + \Lambda$
Полный момент без ядерного спина	$J = R + L + S$	J	$\Omega = K + \Lambda + \Sigma$
Ядерный спин	I	I	. . .
Полный момент	$F = J + I$	F	. . .

Для линейных многоатомных М., симметричных и сферич. волчков кроме упомянутых угл. моментов используются также колебат. угл. моменты I_i для каждого вырожденного колебания и полный колебат. угл. момент $I = \sum I_i$. Для симметричных волчков важное значение имеет квантовое число K проекции вращат. угл. момента на выделенную ось симметрии M ; $K = 0$ в невырожденных колебат. состояниях и $K = I$ в вырожденных колебат. состояниях линейных М. Для асимметричных волчков K теряет смысл, а для обозначения вращат. уровней используют символ $J_{K_a K_c}$, где K_a и K_c являются проекц. квантовыми числами для предельных случаев вытянутого (а) и сплюснутого (с) симметричного волчка. Для сферич. волчков K также не имеет смысла, и вместо него используют типы симметрии уровней с данными J и их кратность.

Разл. электронные уровни с заданным L линейной М. обозначают $\Sigma, \Pi, \Delta, F, \dots$ в соответствии со значениями $A = 0, 1, 2, 3, \dots$. Между типами симметрии и значениями A имеется взаимно однозначное соответствие, поэтому неприводимые представления точечных групп $D_{\infty h}$ и $C_{\infty v}$ также обозначают Σ, Π, Δ, F . Мультиплетность уровню, определяемая значениями $2S + 1$, записывается слева сверху A . Напр., $^2\Sigma$ обозначает уровень с $\Lambda = 0$ и $S = 1$, а $^3\Pi$ обозначает уровень с $\Lambda = 1$ и $S = 1/2$. К этому символу добавляется значение J , N или F для каждого вращат. подуровня, а если необходимо, то ещё и номер колебат. уровня v . Для волчьей М. Λ не имеет смысла, вместо Λ используется тип симметрии, а остальные обозначения сохраняются. В простейшем приближении каждому нормальному колебанию M . ν_k сопоставляется гармонический осциллятор с энергией

$$\omega_k \left(v_k + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где ω_k — волновое число, v_k — колебат. квантовое число. Состояние M , в к-ром возбуждено неск. колебаний, обозначат набором чисел v_k . Напр., состояние (1, 2, 1) М. H_2O характеризуется числами $v_1 = 1$, $v_2 = 2$ и $v_3 = 1$ (иногда такое состояние обозначают $v_1 + 2v_2 + v_3$). Если возбуждено вырожденных колебаний, то квантовые числа v_i снабжаются также верхним индексом l_i , указывающим квантовое число колебат. углового момента, равное $\pm v_i, \pm(v_i - 2), \dots$ напр., состояние $(2, 3^{+1}, 1)$ отвечают квантовые числа $v_1 = 2$, $v_2 = 3$, $l_2 = \pm 1$, $v_3 = 1$.

Вращательные уровни энергии М. в $^2\Sigma$ -состоянии. Вращат. уровни М. качественно описываются в рамках модели жёсткого волчка. Вращат. энергия жёсткой (т. е. колебания её атомных ядер незначительны) двухатомной М. в $^2\Sigma$ -состоянии

$$E_r = BJ(J+1); B = \frac{h^2}{8\pi^2 I_c} (cm^{-2}), \quad (2)$$

где B — вращат. постоянная, I — момент инерции. Ф-ла (2) справедлива также для жёсткой линейной М. и для жёсткого сферич. волчка в $^2\Sigma$ -состоянии, причём каждый J — уровень сферич. волчка $(2J+1)$ -кратно вырожден по проекции J на одну из осей M . (для линейной М. эта проекция равна нулю). Для жёсткого симметричного волчка два из трёх угл. моментов инерции равны между собой и энергия

$$E_r = B_x J(J+1) + (B_z - B_x) K^2, \quad (3)$$

где z — выделенная ось симметрии волчка, а ось x перпендикулярна z . Оси инерции M . принято обозначать также буквами a, b, c , причём $I_a \leq I_b \leq I_c$, а вращат. постоянные буквами $A \geq B \geq C$. В зависимости от соотношения между осями x, y, z а, b, c , симметричные волчки разделяются на два класса — вытянутые, для к-рых энергия

$$E_r = BJ(J+1) + (A - B)K_a^2, \quad (4)$$

и сплюснутые, для к-рых

$$E_r = BJ(J+1) + (C - B)K_c^2. \quad (5)$$

В качестве оси квантования вращат. угл. момента в (4) выбрана ось a ($I_b = I_c$), а в (5) — ось c ($I_a = I_b$).

При промежуточных значениях B уровни с разл. значениями пары чисел K_a, K_c при заданном J не пересекаются, поэтому символ $J_{K_a K_c}$ является однозначной характеристикой вращат. уровней асимметричного волчка, когда $I_a \neq I_b \neq I_c$. Числа J, K_a и K_c тесно связаны с числом и ориентацией узлов волновой ф-ции асимметричного волчка. Энергия увеличивается с ростом K_a и уменьшается с ростом K_c , т. е. энергия растёт в соответствии с последовательностью квантовых чисел:

$$J_{0,0}, J_{1,1}, J_{2,2}, J_{3,3}, J_{4,4}, J_{5,5}, \dots \\ \dots, J_{J-1,1}, J_{J-1,1}, J_{J,1}, J_{J,0}. \quad (6)$$

Сумма $K_a + K_c$ равна J (при чётном J) или $J+1$ (при нечётном J). Асимметрия волчка характеризуется параметром:

$$\chi = (2B - A - C)/(A - C); -1 \leq \chi \leq 1, \quad (7)$$

к-рый равен -1 для вытянутого и $+1$ для сплюснутого симметричных волчков. Поэтому вместо $J_{K_a K_c}$ пишут также J_{K_-, K_+} . Энергия асимметричного волчка определяется только численно как собств. значения матрицы энергии, записанной в базе волновых ф-ций симметричного волчка. Отличные от нуля элементы этой матрицы равны:

$$\langle J, K | H | J, K \rangle = \frac{1}{2}(B_x + B_y)(J(J+1) + \\ + [B_z - \frac{1}{2}(B_x + B_y)]K^2), \quad (8)$$

$$\langle J, K \pm 2 | H | J, K \rangle = \frac{1}{4}(B_x - B_y) \{ [J(J+1) - \\ - K(K \pm 1)] \cdot [J(J+1) - (K \pm 1)(K \pm 2)] \}^{1/2}. \quad (9)$$

Вырождение уровней по знаку K_a и K_c , присущее симметричному волчку, для асимметричного волчка снимается недиагональными элементами в (9). Получающиеся при этом расщепление наз. K -удвоением; величина K -удвоения максимальна при $K = 1$ и падает с ростом K .

Модель жёсткого волчка является грубым приближением к реальной М. Реально М. при вращении искажается, и такое деформационное искажение даёт существенный вклад в её энергию. В случае двухатомной М. основная (квартичная) центробежная поправка к (3) равна

$$-D_J J^2(J+1)^2, \quad (10)$$

где $D_J = 4B^2/\omega^2$, и если $B = 1 \text{ см}^{-1}$ и $\omega = 1000 \text{ см}^{-1}$, то $D_J = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1} = 420 \text{ кДж}$, поправка к энергии при $J = 40$ равна $1,2 \text{ ГДж}$. Для сферич. волчка (напр., $M. CH_4$) квартичная центробежная поправка состоит из двух частей:

$$-D_J J^2(J+1)^2 - D_I (J, K), \quad (11)$$

на к-рых первая — изотропная и не зависит от проекции J , а вторая — анизотропная и расщепляет уровень с заданным J на подуровни разл. типов симметрии. Напр., для CH_4 $D_J = 432 \text{ кДж}$ и уровень с $J = 2$ расщепляется на компоненты с интервалом между ними $60 D_J$. Ф-ция $f(J, K)$ определяется численно. Она $\sim J^4$, и расщепление быстро растёт с ростом J : при заданном J её мин. значение равно $-4J^2(J+1)^2$, а макс. значение равно $+8J^2(J+1)^2$. Для симметричных волчков

центробежная поправка также состоит из двух частей, из k -рых первая

$$-D_J J^2(J+1)^2 - D_{JK} J(J+1)K^2 - D_{KK} K^4 \quad (12)$$

сдвигает уровни, а вторая, зависящая от симметрии M , может приводить к снятию вырождения уровней по анаку K . Для асимметричных вольчков центробежная поправка к энергии определяется только числом. Константы кватричного центробежного искажения зависят от квадратных членов разложения потенциальной поверхности и используются для определения гармонич. силовых постоянных M . Обычно из вращат. спектров M определяют также константы центробежных поправок более высокого порядка (секстичные, октичные и др.), k -рые содержат информацию о константах ангармоничама M .

Колесательные уровни энергии M . В гармонич. приближении энергия колебат. уровней M определяется суммой выражений типа (1) по всем нормальным колебаниям, k -рые возбуждены в данном состоянии:

$$e_v^{(0)} = \sum_k \omega_k (v_k + d_k/2), \quad (13)$$

где d_k — степень вырождения k -го колебания. Для M типа асимметричного вольчка все гармонич. колебат. состояния невырождены и ангармонич. приближения (13) энергия колебат. уровней не зависит от колебат. угловых моментов l . Поэтому состояния M типа симметричного и сферич. вольчков, в k -рых возбуждены вырожденные колебания, могут быть вырожденными. Это вырождение частично снимается ангармонизмом, и получающееся расщепление называется ангармонич. расщеплением. Для M такого типа энергия колебат. уровней рассчитывается по более общей, чем (14), ф-ле:

$$e_v^{(2)} = \sum_{j,k} x_{jk} (v_j + \frac{1}{2}) (v_k + \frac{1}{2}), \quad (14)$$

где x_{jk} — постоянные ангармоничности, k -рые составляют обычно $1 \div 10$ см⁻¹, но для лёгких атомов возрастают до 100 см⁻¹. В гармонич. приближении (13) энергия колебат. уровней не зависит от колебат. угловых моментов l . Поэтому состояния M типа симметричного и сферич. вольчков, в k -рых возбуждены вырожденные колебания, могут быть вырожденными. Это вырождение частично снимается ангармонизмом, и получающееся расщепление называется ангармонич. расщеплением. Для M такого типа энергия колебат. уровней рассчитывается по более общей, чем (14), ф-ле:

$$e_v^{(2)} = \sum_{j,k} x_{jk} (v_j + \frac{d_j}{2}) (v_k + \frac{d_k}{2}) + \sum_{l,l'} g_{ll'} l_l l_{l'}, \quad (15)$$

в k -рой ангармонич. расщепление уровней представлено вторым членом. Напр., в M с симметрией C_{2v} (напр., NH_3) уровень с $v_l = 2$, $l_l = 0, \pm 2$ (все остальные $v_k = 0$) расщепляется на подуровни с $l_l = 0$ и $l_l = \pm 2$ с интервалом между ними $4g_{ll'}$, а уровень с $v_l = 1$, $l_l = \pm 1$ и $v_{l'} = 1$, $l_{l'} = \pm 1$ расщепляется на подуровни с $l_l + l_{l'} = 0$ и $l_l + l_{l'} = \pm 2$ с интервалом между ними $2g_{ll'}$. Ангармонич. расщепления вырожденных колебат. уровней M типа симметричного и сферич. вольчков (B_2, SF_6 и т. д.) играют важную роль в многооборотном поведении ИК-излучения.

Ф-лы (14) и (15) справедливы при отсутствии т. н. ангармонич. резонансов. Если осн. гармонич. частота ω_k равна или близка к составной гармонич. частоте $\omega_l + \omega_j$ и коэф. ангармоничности $K_{ijk} \neq 0$, то ангармонизм приводит к сильному перемешиванию состояний и аномальному сдвигу уровней, наз. случайными ангармонич. резонансами (или резонансами Ферми). Впервые такой эффект наблюдался в спектре комбинац. рассеяния света M . CO_2 и был интерпретирован Э. Ферми (E. Fermi) в 1931: сильное перемешивание состояний с $v_1 = 1$ и $v_2^2 = 2^2$ приводит к появлению в спектре комбинац. рассеяния двух полос v_1 и $2v_2$ вблизи 1200 см⁻¹ с близкой интенсивностью (в отсутствие резонанса полоса $2v_2$ должна была быть намного слабее).

Ангармонич. резонансы наблюдаются и при $\omega_l \pm \omega_j \approx \omega_k \pm \omega_l$, $\omega_l \approx \omega_j \pm \omega_k \pm \omega_l$ и т. д., если отличны от нуля соответствующие коэффициенты ангармоничности. Ангармоничные резонансы могут иметь место только между колебат. уровнями одинакового типа симметрии.

Вращательные уровни вырожденных колебательных состояний. Вращат. уровни возбужденных невырожденных колебат. состояний отличаются от вращат. уровней осн. состояния только тем, что величина вращат. и центробежных постоянных немного (на 0,1 ÷ 1%) отличаются от их величин для осн. состояния, хотя при наличии случайных резонансов вращат. структура возбуждённого состояния может быть сильно деформированной. Качество, отличие вращат. структуры вырожденных колебат. состояний от вращат. структуры невырожденных состояний определяется прежде всего наличием в вырожденных состояниях колебат. угловых моментов l . Для симметричного вольчка взаимодействие l с вращат. угловым моментом J (наз. также корриolisовым взаимодействием) вносит вклад в энергию, k -рый в первом приближении равен:

$$-2B_l K \sum_i S_i^2 l_i l_i, \quad (16)$$

где S_i^2 — постоянные корриolisова взаимодействия, зависящие от формы нормальных колебаний и структурных параметров M . Корриolisово взаимодействие даёт вклад в ангармонич. расщепление уровней с различными $|l_i|$. Кроме того, оно расщепляет уровень с $\pm K, \pm l$ от уровня с $\pm K, \mp l$, но уровни с $+K, +l$ и $-K, -l$, а также уровни с $+K, -l$ и $-K, +l$ остаются вырожденными: это вырождение снимается эффектами колебательно-вращат. взаимодействия более высокого порядка. В частном случае M симметрии C_{2v} при $K = l_l = \pm 1$ (или $Kl_l = +1$) происходит расщепление на подуровни величиной $q_l J(J+1)$, получивший назв. l -удвоения; константа l -удвоения q_l зависит от кубич. коэф. ангармоничности. Такое удвоение имеет место и для линейных молекул, для k -рых, однако, q_l зависит только от гармонич. части потенц. поверхности.

Электронные уровни энергии M . Численные значения энергий электронных уровней M определяются методами квантовой химии, число же уровней разл. типов симметрии и их относит. расположение могут быть найдены на основе модельных представлений и соображений симметрии. Если рассматривать M как объединённый атом (о. а.) или более простую объединённую M (о. м.) с тем же числом электронов, то возможные электронные уровни разл. типов симметрии точечной группы M можно определить, рассматривая расщепление электронных уровней о. а. или о. м. в электрич. поле искомой M или просто корреляция между уровнями о. а. и M или же о. м. и M , k -рая легко определяется из характеров точечных групп. Напр., о. а. для CH_4 является атом Ne , а первые три уровня $1S_g, 3P_u, 1D_u$ коррелируют с уровнями типа $1A_1, 3F_2, 1F_2$ M . CH_4 соответственно, т. е. основным уровнем CH_4 является уровень $1A_1$, первое возбуждённое состояние $3P_u$ атома Ne приводит к $3F_2$ -состоянию CH_4 и т. д. Ясно, что коррелируют уровни о. а. и M с одинаковой мультиплетностью. Это справедливо, пока спин-орбитальное расщепление мало, а если же оно велико, то необходимо проводить корреляцию между полными волновыми ф-циями, учитывающими спин.

Электронные уровни M можно получить также из уровней разъединённых атомов (р. а.) или групп атомов по векторной модели. При этом квантовое число L получается алгебраич. сложением проекций M_L , орбитальных моментов всех атомов,

$$L = \left| \sum_i M_{L_i} \right| \quad (17)$$

а полный электронный спин M , получается как векторная сумма спинов атомов

$$S = \sum_i S_i \quad (18)$$

Напр., если M HCN образована из атомов H , C , N в их основных состояниях $^2S_{g_1}$, $^3P_{g_1}$, 4S_g соответственно, то $\Lambda = 1$ или 0 и $S = 3/2, 2, 1, 1, 0$ для HCN получаются след. уровни: $^1\Sigma$, $^3\Pi$, по два уровня типа $^2\Sigma$, $^2\Pi$, $^2\Sigma$, $^2\Pi$, по одному уровню $^2\Sigma$ и $^2\Pi$. Уровни HCN можно получить также из уровней N и CN .

Модели о. а. и р. а. позволяют определить кол-во электронных уровней разл. типов симметрии, но не дают надёжных сведений относительно их энергии. Более полную информацию о расположении уровней и их устойчивости дают молекулярные орбитали.

Электронные уровни энергии расщепляются за счёт спин-орбитального взаимодействия на т. н. мультиплетные уровни (см. *Мультиплетность*). В случае нормаль-ной связи это расщепление равно:

$$\Delta\epsilon = A\Lambda\Sigma; \quad (19)$$

константа A спин-орбитального взаимодействия быстро растёт с ростом зарядов ядер атомов, составляющих M . Квантовые числа Λ и Σ теряют смысл хороших квантовых чисел, а расщеплённые подуровни теперь характеризуются значениями квантового числа $\Omega = \Lambda + \Sigma$ проекции полного электронного угл. момента на ось M . Напр., уровень $^3\Pi$ линейной M , за счёт спин-орбитального взаимодействия расщепляется на подуровни Σ^+ , Σ^- , Π , Δ , соответствующие значениям $Q = 0, 0, 1, 2$. Константа A составляет от неск. см $^{-1}$ для лёгких M , до неск. сотен см $^{-1}$ для тяжёлых M .

Калечабальная структура вырожденных электронных состояний M . Калечаб. структура синглетных электронных состояний M описывается ф-лами (13) — (15), в к-рых, однако, следует учесть зависимость частот колебаний и постоянных ангармоничности от электронного состояния. Они также описывают уровни невырожденных колебаний в вырожденных электронных состояниях. Качественно новые эффекты возникают в вырожденных электронных состояниях при возбуждении вырожденных колебаний, в основном за счёт взаимодействия колеб. угловых моментов вырожденных колебаний с электронным орбитальным угл. моментом.

Для симметричного волчка или линейной молекулы электронно-колебательные (вибронные) уровни энергии можно классифицировать по значениям квантового числа $K = \Lambda + I$ проекции вибронного угл. момента на ось симметрии M . Электронно-колеб. взаимодействия снимают вырождение осн. Λ и I , и вибронные уровни энергии расщепляются. В M типа симметричного и сферич. волчка линейные члены разложения электронного гамма-тонна на по координатам вырожденных колебаний не равны нулю, расщепление вибронных уровней в этом случае наз. линейным эффектом Яна — Теллера (см. *Вибронное взаимодействие*). Энергия расщеплений ν_2 вычисляется ф-лой:

$$G = (\nu_2, l_2) = \omega_2(\nu_2 + 1) \mp 2D\omega_2(l_2 \pm 1) \quad (20)$$

при малых волчицах параметра Яна — Теллера D . Для линейных M линейные члены разложения электронного гамма-тонна равны нулю и расщепление описывают квадратичные члены разложения (эффект Реннера). В реальных M эффекты Яна — Теллера и Реннера следует учитывать совместно с ангармонизмом и спин-орбитальным взаимодействием.

Вращательная структура вырожденных вибронных состояний. Определяющую роль в формировании вращат. структур вырожденных электронных и вибронных состояний играют взаимодействия вращат. углового момента с электронным спином и орбитальным (или вибронным) угл. моментом. В общем случае многоатом-

ной M учёт всех этих взаимодействий довольно сложен. Для двухатомных M различают неск. предельных случаев связи угл. моментов, получивших наз. с л у ч а е в Х у н д а. В случае a предполагается наличие сильного спин-орбитального взаимодействия, что справедливо для достаточно тяжёлых M . В этом случае сначала учитывают связь L и S , а затем — связь суммарного момента $J = L + S$ с R . В случаях Хунда b спин-орбитальное взаимодействие предполагается очень слабым (справедливо для лёгких M и для всех Σ -состояний): сначала учитывают связь R с L , а затем $N = R + L$ с S и получают J . Существуют и др. случаи Хунда. Ниже приведены вращат. энергии для M . типа жёсткого волчка для случаев a, b, c и d .

Случай Хунда	Вращательная энергия	Квантовые числа электронного уровня	Степень вырождения электронного уровня
a	$B_J(J+1)$	Λ, S, Σ	2 или 1
b	$BN(N+1)$	Λ, S, Σ	$2(2S+1)$ или $(2S+1)$
c	$B_J(J+1)$	Ω	2 или 1
d	$BR(R+1)$	L, Λ, S, Σ	$(2L+1)(2S+1)$

Взаимодействие вращат. углового момента с электронными моментами приводит к сплитингу вырождения, указанного в последнем столбце этой табл. В Π -состоянии взаимодействие типа L^2J^2 приводит к эффекту Λ -удвоения с величиной $\Delta\nu = q_e J(J+1)$, где $q_e \approx 2B_e/v_e$, а v_e — разность энергии и ближайшего Σ -состояния.

Ядерная сверхтонная структура энергии уровней M . Каждый уровень энергии M может иметь ядерную сверхтонкую структуру (СТС), обусловленную наличием у ядер элктрич. и магн. моментов. В электронном Σ -состоянии ядерная СТС уровня формируется в результате: 1) элктростат. взаимодействия элктрич. квадрупольного момента ядра с элктрич. полем M (квадрупольное взаимодействие или квадрупольная связь); 2) взаимодействия магн. дипольного момента ядра с магн. полем, возникающим при вращении M (ядерное спин-вращательное взаимодействие); 3) взаимодействия магн. моментов разл. ядер между собой (ядерные спин-спиновые взаимодействия).

Обычно квадрупольное взаимодействие даёт осн. вклад в СТС, но оно имеет место только для ядер со спином $I > 1/2$ (напр., D, ^{14}N , Cl, Br, I). В простейшем случае одиночного квадрупольного ядра в двухатомной M энергия квадрупольного взаимодействия описывается ф-лой

$$W_Q = -eqQ \left[\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1) \right] \times \\ \times \left[2(2I-1)(2J-1)(2J+3) \right]^{-1}, \quad (21)$$

где e — заряд электрона, q — градиент элктрич. поля, Q — квадрупольный момент ядра, J — вращат. квантовое число, I — спин ядра,

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1), \quad (22)$$

а F — квантовое число полного угл. момента $F = J + I$, получающее значения $F = J + 1, J + I - 1, J + I - 2, \dots, J - I$. Число J термат смисл хорошего квантового числа, и уровни СТС классифицируются по значениям F . Напр., вращат. уровень с $J = 1$ в случае ядра со спином $I = 1/2$ (ядра Al, I и др.) расщепляется на три подуровня с $F = 3/2, 1/2$ и $1/2$ с энергией $W_Q = +4eqQ/25, -eqQ/20$ и $-1eqQ/50$. Константа квадрупольной связи eqQ зависит и от типа ядра и от молекулярного окружения и изменяется в широком интервале.

Квадрупольная СТС обычно наблюдается в спектрах высокого разрешения. Спин-вращательные и спин-спиновые взаимодействия дают небольшой вклад в СТС и

имеют место для всех ядер со спином $I \geq 1/2$ ($I = 1/2$ для Н, F и др.). Расщепления вращат. уровней за счёт этих взаимодействий составляют обычно не более 100 кГц и наблюдаются только на уникальных установках (пучковые лазеры, электрич. резонанс в пучке и др.). Эксперим. данные по константам квадрупольной связи и спин-вращательного взаимодействия дают ценную информацию об электронном строении М., а константы спин-спиновых взаимодействий зависят только от геом. параметров М.

В вырожденных электронных состояниях важное значение имеют взаимодействия электронного спина с ядерными спинами, энергия к-рых в $g_e \mu_B / g_I \mu_N$ раз больше энергий чисто ядерных спин-спиновых взаимодействий, где g_e и g_I — электронный и ядерный g -факторы, μ_B — магнетон Бора, μ_N — ядерный магнетон. Электрон-ядерные спин-спиновые взаимодействия бывают двух видов: 1) классич. диполь-дипольное взаимодействие (анізотропное), энергия к-рого в общем случае произвольной М. определяется тензором второго ранга с 9 компонентами; 2) не имеющее классич. аналога изотропное контактное взаимодействие Ферми aSI , обусловленное наличием электронной спиновой плотности в месте расположения ядра. В отличие от анизотропного спин-спинового взаимодействия контактное взаимодействие имеет место только в состояниях с $\Lambda = 0$, аналогичных s -состояниям атомов, т. е. только атомные s -орбитали создают спиновую плотность в месте расположения ядра. Константы обоих видов взаимодействий зависят от электронной плотности М. и дают ценную информацию об электронных волновых функциях М.

Все физ. и хим. свойства М. так или иначе связаны с системой уровней энергии М. и с переходами между ними под действием внеш. возмущений.

Электрические свойства М. Молекула как система полюбит. и отрицат. зарядов характеризуется определ. расположением зарядов, т. е. обладает электрич. дипольным, квадрупольным и т. д. моментами. Определяет электрич. свойства М. её дипольный момент μ :

$$\mu = \sum_i e_i r_i, \quad (23)$$

где e_i , r_i — заряд и радиус-вектор i -й частицы, входящей в М. Вектор μ можно разложить на составляющие μ_a , μ_b и μ_c по направлениям гл. осей инерции a , b и c . Асимметрия распределения заряда ρ характеризуется квадрупольным моментом, к-рый для М. определяется так же, как и для ядра:

$$Q = \int \rho(3r^2 - 1r^2) d\tau \quad (24)$$

или

$$Q_{aa} = \sum_i e_i (3r_{ai}^2 - r_i^2). \quad (25)$$

Дипольный момент М. определяет интенсивность линий в спектрах поглощения и испускания, различные электрич. явления в газах (электрич. потери, отклонения пучков М. в неоднородных электрич. полях и т. д.). Электрич. дипольный момент М. d зависит от нормальных колебат. координат q_k , и при малых смещениях ядер из положения равновесия его можно разложить в ряд Тейлора по степеням q_k . Первый не зависящий от q_k член μ_0 этого ряда наз. постоянным дипольным моментом М. Не все М. имеют пост. дипольный момент. Он отличен от нуля, если по крайней мере одна из компонент электрич. дипольного момента принадлежит к полностью симметричному типу симметрии группы симметрии М. Если $\mu \neq 0$, то М. наз. полярной, а М. с $\mu = 0$ наз. неполярными. К полярным, напр., относятся H_2O , NH_3 , к неполярным — CH_4 , BF_3 , CO_2 . С М. NH_3 дипольный момент μ_0 направлен по оси симметрии C_3 , в H_2O μ_{0a} — по оси C_2 , а μ_{0b} — перпендикулярно оси C_2 .

Наиб. прецизионный метод определения μ_0 состоит в измерении расщепления уровней энергии и соответствующих спектральных линий при наложении на М. внеш. электрич. поля (Штарка эффект). В общем случае вращат. уровень с заданными J, K расщепляется в электрич. поле на $(2J+1)$ компонентов, т. к. μ электрич. поле энергия уровня зависит ещё и от магн. квантового числа m , т. е. квантового числа проекции угл. момента J на направление поля: $m = -J, -J+1, \dots, +J$. Обычно напряжённость внеш. электрич. поля E выбирают так, чтобы энергия взаимодействия М. с полем $(-\mu E)$ была значительно меньше энергии вращат. перехода. Тогда величины штарковского расщепления уровня энергии зависят от E или линейно (эффект Штарка 1-го порядка), или квадратично (эффект Штарка 2-го порядка); в общем случае она выражается как $aE + bE^2 + \dots$. Если поле направлено по оси z , фиксированной в пространстве, то энергия взаимодействия М. с полем будет равна $-\mu_z E_z$, где μ_z — проекция μ на ось z .

Электрич. дипольный момент обычно измеряют в единицах Дебая: $1D = \pm 10^{-18}$ CGSE. Для полярных М. он составляет от долей до неск. Д (напр., для SO , $\mu_z = \mu_{0z} = 1,58D$, для OCS $\mu_z = 0,7124D$, для KCl $\mu_z = 10,27D$, для NH_3 $\mu_z = 1,49D$). Константа Штарка $\mu E = 0,50344$ (МГц/Д)·(В/см). Поэтому при точности измерений частот ок. 10 кГц штарковское расщепление в полях $10^2 - 10^3$ В/см достаточно велико и поддается весьма точному измерению. Обычно дипольный момент М. измеряется с точностью до 0,01 Д, но в спец. экспериментах достигнута точность вплоть до $10^{-7}D$.

Магнитные свойства М. В состоянии с орбитальным моментом L электрона М. имеет орбитальный магн. момент

$$\mu_L = -\mu_B L, \quad (26)$$

а в состоянии со спином S — спиновый магн. момент

$$\mu_S = -g_S \mu_B S, \quad (27)$$

где μ_B — магнетон Бора, g_S — спиновый g -фактор свободного электрона (см. Ланде множитель); знак минус указывает на то, что магн. и механич. моменты направлены антипараллельно. В $^2\Sigma$ -состоянии ($L=S=0$) электронный магн. момент отсутствует, но М. может иметь небольшой магн. момент, к-рый возникает из-за вращения М. При вращении М. происходит слабое перемещение электронной волновой ф-ции основного состояния с волновыми функциями возбуждённых «парамагнитных» состояний. Кроме того, вращение ядра само по себе создаёт магн. момент. При этом возникает т. н. вращательный магн. момент с компонентами по гл. осям инерции в виде:

$$\mu_a = \mu_N a_{aa} J_a, \mu_b = \mu_N b_{bb} J_b, \mu_c = \mu_N c_{cc} J_c, \quad (28)$$

где μ_N — ядерный магнетон и a_{aa} , b_{bb} , c_{cc} — компоненты тензора вращат. g -фактора, определяемые для основного состояния по ф-ле:

$$a_{aa} = \frac{M_p}{m_I c} \sum_k (r_k^2 - r_{ka}^2) - \frac{2M_p}{m_I c} \sum_{n \neq 0} \frac{(k_n | L_n | 0)^2}{\epsilon_n - \epsilon_0}, \quad (29)$$

где M_p — масса протона, I_n — гл. моменты инерции, m — масса электрона, z_k — заряд k -го ядра, r_k — его радиус-вектор, r_{ka} — проекция r_k на ось a , а суммирование по n проводится по всем возбуждённым электронным состояниям, связанным с основным состоянием матричными элементами орбитального момента: первый член даёт вклад ядер, второй — вклад электронов. Очевидно, что вращат. магн. момент намагн. ($10^3 - 10^4$ раз) меньше орбитального и спинового магн. моментов.

Энергия взаимодействия магн. момента μ с внеш. магн. полем H , направленным по оси z лабораторной системы координат, даётся ф-лой:

$$H = -\mu_z H_z, \quad (30)$$

где

$$\mu_z = \sum_{a=b,c} \lambda_{za} \mu_{za}$$

λ_{za} — направляющая косинусов компонентов μ_z в гл. осях инерции относительно оси z. Можно показать, что оператор H имеет диагональные матричные элементы в состоянии $|J, m, \Gamma\rangle$ типа симметрии Γ , если тип симметрии JM содержится в симметричном произведении $[\Gamma^2]$, т. е. если

$$\Gamma(M_z) = \Gamma(J \cdot M) \subset [\Gamma^2]. \quad (31)$$

Т. к. M_z всегда относится к полносимметричному типу симметрии и $[\Gamma^2]$ всегда содержит полносимметричный тип, условие (30) фактически не ограничивает класс состояний, в K -рых H имеет диагональные элементы. Т. о., распределение уровней энергии во внеш. магн. поле (Зеемана эффект) происходит для всех M уже в первом приближении, т. е. наличие линейного по полю эффекта Зеемана ничем не ограничено. Величина линейного зеемановского расщепления для жёсткого асимметричного волчка даётся ф-лой:

$$H^{(1)} = -g_J \mu_B H_m, \quad (32)$$

$$g_J = \frac{1}{J(J+1)} (g_{aa} \langle J_a^2 \rangle + g_{bb} \langle J_b^2 \rangle + g_{cc} \langle J_c^2 \rangle), \quad (33)$$

ср. значение $\langle J_a^2 \rangle$ определяют численно.

Для симметричного волчка

$$g_J = g_{bb} + (g_{aa} - g_{bb}) \frac{K^2}{J(J+1)}, \quad (34)$$

а для линейной M . $g_J = g$, т. е. не зависит от J . Обычно расщепления уровней энергии за счёт вращат. эффекта Зеемана малы и для их точного измерения используют магн. поля $\sim (20-50) \cdot 10^3$ Гс. Следует отметить, что в таких сильных полях, вследствие магн. восприимчивости χ , в M . возникает ещё и наведённый магн. момент, K -ый также вносит вклад в зеемановское расщепление.

По величине зеемановского расщепления уровней энергии определяются вращат. g -факторы и компоненты тензора χ , а из них вычисляются электрич. квадрупольные моменты M . по ф-лам:

$$Q_m = -\frac{e}{2M_p} (2g_{aa} I_a - g_{bb} I_b - g_{cc} I_c) - \frac{2mc^2}{e} (2\chi_{aa} - \chi_{bb} - \chi_{cc}), \quad (35)$$

$$\alpha\beta\gamma = abc, cab, bca.$$

В вырожденных электронных состояниях зеемановская энергия определяется также ф-лой (32), в K -рой, однако, следует заменить ядерный магнетон μ_N на магнетон Бора μ_B и учесть, что g -факторы зависят от типа состояния и величины взаимодействия угл. моментов. Напр., в случае Хунда а в II- и Δ -состояниях двухатомной M . электронный магн. момент вдоль оси M . равен:

$$\mu_0 = -\mu_B (\Lambda + g_S \Sigma), \quad (36)$$

а электронный g -фактор

$$g_J = \frac{(\Lambda + \Sigma)(\Lambda + g_S \Sigma)}{J(J+1)}. \quad (37)$$

Т. к. $\mu_B/\mu_N \sim 10^3$, зеемановские расщепления вращат. уровней энергии вырожденных электронных состояний наблюдаются и точно измеряются уже в полях в неск. десятков Гс. Поэтому методы, основанные на эффекте Зеемана (зеемановская модуляция в микроволновой спектроскопии и лазерный магн. резонанс), используются для изучения радикалов и ионов с открытыми электронными оболочками.

Расщепление M . по квантовым состояниям и статистическая сумма. Согласно Максвелла — Больцмана распределению, при тепловом равновесии число M . N_m

в состоянии с энергией ϵ_m и статистическим весом g_m пропорц. величине

$$Q_n = g_n \exp(-\epsilon_n/kT).$$

При $T \approx 300$ К ($kT \approx 200$ см⁻¹) подавляющее большинство M . находится в основном электронном состоянии и распределено по вращат. уровням осевого колебл. состояния, а их небольшая часть — по уровням ИЧ-колебаний (т. е. по уровням с энергией до 500—700 см⁻¹). Если M . не содержит ядер с отличным от нуля спином, то величина g_n равна числу состояний с различными магн. квантовыми числами m , т. е. $g_J = 2J + 1$. В случае жёсткого волчка вращат. уровни вырождены ещё и по квантовому числу K проекции вращательного угл. момента J по одной из осей M . и $g_J = (2J + 1)^2$. Если M . содержит ядра X, Y, \dots с ненулевыми спинами I_X, I_Y, \dots , но не содержит тождеств. ядер (напр., HCl, HCN), то статистич. вес содержит множитель $(2I_X + 1)(2I_Y + 1) \dots$, одинаковый для всех вращат. уровней, K -ый не влияет на распределение M . по вращат. уровням. Для M ., содержащих тождеств. ядра, статистич. вес уровней с различными J, K будут иметь разл. спиновые множители. Напр., отношение спиновых статистич. весов симметричных (J чётное) и антисимметричных (J нечётное) вращат. уровней двухатомной M ., состоящей из одинаковых ядер со спином I , равно $(I + 1)/I$, если I чётное ($I = 1, 2, 3, \dots$), или $I/(I + 1)$, если I нечётное ($I = 1/2, 3/2, \dots$); если $I = 0$, то антисимметричные уровни отсутствуют.

Полное число M . в данном объёме пропорц. сумме величин Q_n по всем состояниям M ., т. е.

$$Q = \sum_n Q_n = \sum_n g_n \exp(-\epsilon_n/kT).$$

Величина Q наз. статистической суммой или суммой по состояниям, через неё могут быть выражены все термодинамич. ф-ции идеального газа, причём учитываются все степени свободы M ., включая и её поступат. движение. Если не учитывать взаимодействие между видами внутр. движений M ., то величину Q можно представить в виде произведения поступательной (Q_t), вращательной (Q_r), колебательной (Q_v) и электронной (Q_e) статистич. сумм:

$$Q = Q_t \cdot Q_r \cdot Q_v \cdot Q_e.$$

Статистич. сумма поступат. движения M . для объёма газа V и темп-ры T равна

$$Q_t = V(2\pi mkT/h^2)^{3/2}$$

(m — масса M). Вращат. статистич. сумма для жёсткой двухатомной или линейной многоатомной M . при $hcB \ll kT$ (без учёта ядерных спиновых статистич. весов)

$$Q_r = kT/hcB,$$

для M . типа жёсткого симметричного волчка

$$Q_r \approx \sqrt{(\pi/AB^2)(kT/hc)^3},$$

а для жёсткого асимметричного волчка

$$Q_r \approx \sqrt{(\pi/ABC)(kT/hc)^3}$$

(A, B, C — вращат. постоянные). Колебат. статистич. сумма Q_v в гармонич. приближении выражается как произведение величин

$$\{1 - \exp(-hc\omega_k/kT)\}^{-g_k}$$

для каждого нормального колебания с частотой ω_k и кратностью вырождения g_k . Если все возбуждённые электронные состояния M . сильно удалены от основного состояния (что справедливо для большинства устойчивых M .), можно положить $Q_e \approx 1$.

Т. о., если известны частоты нормальных колебаний и вращат. постоянные M ., то можно найти полную ста-

гистич. сумму Q , а затем вычислить термодинамич. ф-ция газа. В частности, теплоёмкость C_p одного моля газа при пост. давлении определяется по ф-ле

$$C_p = R + R \frac{d}{dT} \left[T^2 \frac{d(\ln Q)}{dT} \right].$$

Лит.: Герцберг Г., Спектры и строение двухатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; е го же, Двухатомные и трёхатомные спектры многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1949; е го же, Электронные спектры и строение многоатомных молекул, пер. с англ., М., 1969; е го же, Спектры и строение простых свободных радикалов, пер. с англ., М., 1972; Тауэр Ч., Шиллов А., Радиоспектроскопия, пер. с англ., М., 1959; Вильсон Е., Демшиус Дж., Кросс П., Теория колебательных спектров молекул, пер. с англ., М., 1966; Е ля ш в и т М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Гоуриу В., Спокс Р. Л., Microwave molecular spectra, 3 ed., N. Y., 1984; Wollrab J. E., Rotational spectra and molecular structure, N. Y. — L., 1967; Molecular spectroscopy: modern research, v. 1—3, N. Y., L., 1972—85; Уорриер В. А., Молекулярная вибраторотационная спектроскопия, Прага, 1982; Нигро А. Е., High-resolution spectroscopy of transient molecules, В.— [a. o. c.], 1985. М. Р. Алиев.

МОЛЕКУЛЫ в атмосферах и оболочках звёзд. В атмосферах горячих звёзд спектральных классов О, В, А и F-M отсутствуют, имеются лишь атомы и ионы. В спектрах менее горячих звёзд спектральных классов G и K с темп-рой поверхности $T \leq 6000$ К обнаруживаются следы М. В спектрах холодных красных звёзд с $T \leq 3500$ К самой характерной особенностью является наличие сильных молекулярных полос поглощения. В соответствии с этим холодные звёзды подразделяют на 4 спектральных класса М, R, N, S. В видимом диапазоне в спектрах М-звёзд доминируют полосы TiO, у R-звёзд — CN, у N-звёзд — Ca, и у S-звёзд — ZrO. В атмосферах M- и S-звёзд наряду с TiO и ZrO найдены оксиды CO, SiO, VO, SeO, YO, CeO, LaO, а также гидриды магния, кальция, железа, кобальта, никеля и др. Существенно иной молекулярный состав атмосфер R- и N-звёзд, у к-рых кроме CN и Ca обнаружены CO, CS, SiC, а также M. ацетилен C_2H_2 , карбида кремния SiC, синильной к-ты HCN и др.

Атмосферы звёзд имеют равновесный молекулярный состав, не зависящий от конкретных хим. реакций, а определяемый только темп-рой, энергиями диссоциации М. ($\epsilon_{\text{дис}}$) и содержанием хим. элементов. Молекулярный водород H_2 , хотя непосредственно и не наблюдается, является, обычно, доминирующим компонентом атмосферы. По числу атомов при нормальном космич. содержании элементов: [H] ~ 93% и [He] ~ 7% (см. *Распространённость элементов*). Остальные элементы составляют лишь небольшую примесь, наиб. содержание из них имеют O и/или C, к-рые идут прежде всего на образование CO, поскольку эта M. самая устойчивая ($\epsilon_{\text{дис}} = 11,1$ эВ). Отношение [O]/[C] играет ключевую роль в формировании молекулярного состава атмосферы.

Звёзды спектральных классов M и S богаты кислородом. У них [O] > [C], и весь углерод связывается в CO, др. молекулы, содержащие C, не образуются. Оставшийся кислород идёт на образование менее устойчивых оксидов, прежде всего SiO ($\epsilon_{\text{дис}} = 8,2$ эВ), ZrO ($\epsilon_{\text{дис}} = 7,8$ эВ), если хватает кислорода, то TiO ($\epsilon_{\text{дис}} = 7,0$ эВ) и т. д. вплоть до радикала OH ($\epsilon_{\text{дис}} = 4,4$ эВ), к-рый преобразуется в H_2O и забирает весь остаток кислорода. Поэтому оксиды с $\epsilon_{\text{дис}} < 4,4$ эВ не образуются, а соответствующие элементы дают в осн. гидриды. Различие M- и S-звёзд обусловлено разницей в кол-ве остаточного кислорода ([O] — [C]) и, возможно, повышенным содержанием тяжёлых элементов в S-звёздах.

Звёзды спектр. классов R и N являются углеродными звёздами (иногда их объединяют в один спектр. класс C). У них [C] > [O] и весь кислород захватывается в CO, др. оксиды не образуются. Оставшийся углерод идёт на образование наиб. устойчивых радикалов — CN ($\epsilon_{\text{дис}} = 7,8$ эВ), CS ($\epsilon_{\text{дис}} = 7,4$ эВ), C_2 ($\epsilon_{\text{дис}} = 6,2$ эВ), к-рые затем формируют более сложные органич. М.—

C_2H_2 , C_2H_4 , HCN , HC_3N и др. Различие R- и N-звёзд обусловлено в основном разницей в содержании азота.

Ми. звёзды спектр. классов M, R, N, S окружены протяжёнными, весьма разреженными и холодными газопыльными оболочками, образовавшимися в результате истечения вещества из атмосфер звёзд. Молекулярный состав оболочек формируется в верх. слоях атмосферы, а затем «замораживается», т. к. скорости хим. реакций с уменьшением темп-ры и плотности резко падают. Состав оболочек соответствует равновесию при $T \approx 1000$ —500 К. При таких темп-рах ряд веществ конденсируется, образуя твёрдые пылинки. ИК-излучение оболочек обусловлено в осн. тепловым излучением пыли, нагреваемой светом центр. звезды. Отд. детали в этом спектре указывают на то, что пылинки в оболочках M- и S-звёзд состоят из силикатов, а в оболочках R- и N-звёзд — из графита, ароматич. углеводородов и, возможно, карбидов.

Радиоастр. наблюдения показали, что атмосферы и оболочки многих M-звёзд являются мощными источниками маэрного излучения в радиодиапазах SiO, H_2O и OH (см. *Маэзерый эффект* в космосе). В отличие от них R- и N-звёзды не дают такого маэрного излучения, по спектр их радиолоучения содержит множество эмиссионных линий разнообразных M., не только простых — CO, CN, CS, SiS, но и сложных — SiC, C_2H_2 , NH_3 , HCN, включая органические, напр. ряд цианополитинов HC_2N , HC_3N , HC_4N , HC_5N , HC_6N и их фрагментов, возникающих в результате фотодиссоциации исходных молекул C_2H_2 , C_3H_2 , C_4H_2 .

М. являются крайне чувствительными индикаторами физ. условий. Поэтому анализ интенсивностей молекулярных линий и полос в спектрах звёзд и оболочек позволяет получить детальную информацию о хим. и изотопич. составе вещества (рис. 1), о строении звёзд.

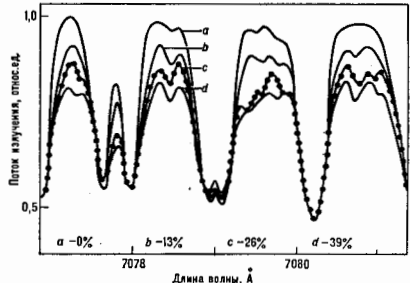


Рис. 1. Полоса поглощения TiO в спектре M-звёзды. Относительное содержание редких изотопов титана определено на сравнении рассчитанных профилей (отмечены буквами) с измеренными (точки).

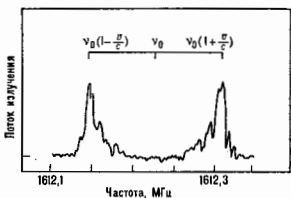


Рис. 2. Профиль линии маэрного излучения OH 1612 Mg, формирующийся в расширяющейся оболочке M-звёзды. Скорость расширения оболочки ν определено по величине расщепления линии $\Delta\nu = 2\nu_0\nu/c$.

ной атмосферы и оболочки, т. е. о радиальной зависимости плотности, состава и темп-ры газа, о поле его скоростей (рис. 2) и т. п.

Лит.: Ша в р и н а А. В. Методы и результаты количественного анализа молекулярных спектров звезд, К., 1978; Р у д н и к и Г. М., Молекулы в астрофизике, в кн.: Итоги науки и техники. Исследование космического пространства, т. 20, М., 1983. Д. А. Варшавский.

МОЛЕКУЛЫ в межзвёздной среде. Существование М. в межзвёздной среде впервые установлено в 1938—40, когда в оптич. спектрах ряда звёзд были обнаружены узкие линии поглощения, обусловленные межзвёздными радикалами CN, CH и CH⁺. Их относительное содержание составляло всего ~10⁻⁹. В соответствии с этим считалось, что в межзвёздной среде встречаются только двухатомные М. и лишь в виде малой примеси. В 1968—70 с развитием радиоастр. методов впервые удалось обнаружить многоатомные М., а именно: М. воды (H₂O), аммиака (NH₃) и формальдегида (H₂CO). Оказалось, что общее кол-во молекулярного газа в межзвёздной среде не меньше, чем атомарного. Были открыты гигантские молекулярные облака, с массой 10⁴—10⁶ масс Солнца, размером ~10²⁰ см, к-рые, как выяснилось, играют ключевую роль в процессе звездообразования в Галактике.

В межзвёздной среде открыто более 80 видов М. (табл.). Неорганич. соединения представлены осн.

Межзвёздные молекулы

Число атомов	Межзвёздные молекулы							
2	H ₂	CO	SiO	NO	CN	SO	CH	
3	C ₂	CS	SIS	NS	PN	SiO ⁺	CH ⁺	
3	H ₂ O	HCl	NaCl	KCl	AlCl	AlF		
3	H ₂ S	HNO	HCN	HNC	OCS			
3	SO ₂	HCO	HCO ⁺	HOC ⁺	HCS ⁺			
3	H ₂	SiC	C ₂ S	C ₂ H	CH ₂			
3	H ₂	N ₂ H ⁺	NaOH	O ₂				
4	NH ₃	H ₂ CO	HNCO	HCO ⁺				
4	C ₂ H ₂	H ₂ CS	HNCS	HCCN ⁺				
4	CO ₂	C ₂ N	C ₂ S	C ₂ H				
4	H ₂ CN	NH ₂ CN	CH ₂ NH	CH ₂ CO				
4	HCOON	SH ₂	CH ₂	C ₂ NH				
4	CH ₃ CN	CH ₃ OH	CH ₃ SH	C ₂ H				
4	NH ₂ NCO	C ₂ H ₂	C ₂ H ₂	C ₂ H				
4	H ₂ CN	CH ₂ CHCN	CH ₂ NH	CH ₂ CO				
4	CH ₂ C ₂ H	CH ₂ NH ₂	CH ₂ NHCO					
4	CH ₃ CN	HCOONH ₂						
4	H ₂ CN	CH ₂ CH ₂ N	CH ₂ OCH ₂					
4	C ₂ H ₂ OH	C ₂ H ₂ CH						
10	CH ₂ C ₂ N							
11	H ₂ C ₂ N							
13	H ₂ C ₂ N							

гидридами, оксидами и сульфидами. Наиб. распространённым является молекулярный водород, но молекулы H₂ не имеют удобных для наблюдения линий ни в видимом, ни в радиодиапазоне. Поэтому их содержание оценивается, как правило, косвенными методами. Неожиданно разнообразным оказался ассортимент органич. соединений. В межзвёздной среде обнаружены спирты (метилловый CH₃OH и этиловый C₂H₅OH), альдегиды (формальдегид H₂CO и ацетальдегид CH₃CHO), простые и сложные эфиры (CH₃OCH₃, HCOOCH₃), кислоты (HCOON, HNCO), в т. ч. синильная к-та HCN и её производные CH₂CN, NH₂CN, включая HC₂N и цианополины HC₃N, HC₄N, HC₅N и HC₁₁N (последняя — наиб. тяжёлая из открытых межзвёздных М.). Кроме М. с насыщенными валентностями в межзвёздной среде обнаружены разнообразные молекулярные фрагменты, свободные радикалы, напр. C₂H, C₂H, C₂N, и молекулярные ионы, такие, как CH⁺, N₂H⁺, HCO⁺, HOC⁺, HCNH⁺. У многих из найденных М. зарегистрированы их изотопы замещённые аналоги, содержащие редкие изотопы. Напр., в случае CO обнаружены 6 разл. вариантов М. с ¹³C₂ и ¹⁸O₂. Более того, в многоатомных М. наблюдаются неважно-симо М., различающиеся лишь положением неважно-

замещённых атомов, напр. HC¹³CCN, HCC¹³CN и HCC¹³C¹³N.

Радиоастр. наблюдения молекулярных линий стали осн. источником информации о строении и эволюции Галактики, о физ. условиях, существующих в межзвёздной среде, о хим. и изотопич. составе космич. вещества. Измеряя интенсивности молекулярных линий, их ширины, профили и сдвиги, можно определить состав и массу межзвёздного облака, его плотность и темп-ру, внутр. движение газа, магн. поле, прохождение ультрафиолетовых волн и др.

Исследование М. в межзвёздной среде значительно продвинуло решение таких проблем, как происхождение хим. элементов и изотопов, образование звёзд и протопланетных систем, предбиол. эволюция органич. вещества.

Лит.: Варшавский Д. А., Межзвёздные молекулы, в кн.: Астрофизика и космическая физика, М., 1982; Р у д н и к и Г. М., Молекулы в астрофизике, в кн.: Итоги науки и техники. Исследование космического пространства, т. 20, М., 1983. Д. А. Варшавский.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ АКУСТИКА — раздел физ. акустики, в к-ром структура и свойства вещества и кинетика молекулярных процессов исследуются акустич. методами. Осн. методы М. а. — измерения скорости звука и коэф. поглощения звука в зависимости от разл. физ. параметров: частоты звуковой волны, темп-ры, давления, магн. поля и др. величин. Исследования, проводимые такими методами, иногда объединяют в особый раздел эксперим. акустики — ультразвуковую или акустическую спектроскопию. Методами М. а. можно исследовать газы, жидкости, полимеры, твёрдые тела, плазму. На ранней стадии развития этой области и в нек-рых случаях до сих пор термин «М. а.» применяют лишь к исследованиям молекулярной структуры газов и жидкостей.

М. а. как самостоят. раздел акустики возникла в 30-х гг. 20 в., когда было выяснено, что процессы колеб. релаксации (см. Релаксация акустическая) в газах вносят существенный вклад в поглощение звука и приводят к появлению дисперсии звука. В дальнейшем было выяснено, что эти процессы играют важную роль при распространении звука не только в газах, но и в жидкостях и в др. веществах. Изучение релаксационных процессов в звуковой волне позволило связать нек-рые свойства вещества на молекулярном уровне, а также кинетич. характеристики молекулярных процессов с такими макроскопич. величинами, как скорость и коэф. поглощения звука.

Скорость звука с определяется структурой среды и взаимодействием между молекулами, поэтому измерения её величины дают сведения о равновесной структуре жидкостей и газов. По скорости звука можно определить адиабатич. сжимаемость вещества, отношение теплоёмкостей, модули упругости твёрдого тела и др. Данные измерения скорости звука позволяют судить о составе газовых и жидких смесей, в т. ч. и растворов. Данные по поглощению звука позволяют определять коэф. сдвигового и объёмной вязкости, времена релаксации и др. параметры.

В газах по зависимости скорости звука от темп-ры определяют параметры, характеризующие взаимодействие молекул при столкновениях. В жидкостях, вычисл. скорость звука на основании той или иной модели жидкости и сравняв результаты расчёта с экспериментом, в ряде случаев можно оценить правдоподобность используемой модели и определить энергию взаимодействия между молекулами.

При наличии релаксационных процессов энергия поступает, движения молекул в звуковой волне перераспределяется на внутр. степени свободы, при этом появляется дисперсия скорости звука, а зависимость коэф. поглощения от частоты отклоняется от классич. квадратичного закона: коэф. поглощения звука на длину волны имеет максимум на нек-рой частоте $\omega_0 = 1/\tau$, наз.

частотой релаксации. Величина дисперсии скорости звука и значение коэф. поглощения на частоте ω_r зависят от того, каковы именно степени свободы возбуждаются под действием звука, а время релаксации τ связано со скоростью обмена энергией между разл. степенями свободы. Измеряя скорость и поглощение звука в зависимости от частоты, можно судить о характере молекулярных процессов и о том, какой из этих процессов вносит осн. вклад в релаксацию. Методы М. а. позволяют исследовать возбуждение колебел, и вращат. степеней свободы в газах и жидкостях, характер столкновений молекул в смесях разл. газов, процессе установления равновесия при хим. реакциях, структурную релаксацию в жидкостях, процессы сдвиговой релаксации в очень вязких жидкостях и полимерах, разл. процессы взаимодействия звука с электроим. проводимости, магнетонами, фононами и др. элементарными возбуждениями в твердых телах (см. *Спн-фононное взаимодействие, Акустическое взаимодействие*). Методы М. а. могут использоваться также для исследования кинетики молекулярных процессов в растворах и смесях, в критич. области при фазовых переходах, в расслаивающихся полимерных системах. Эти методы позволяют исследовать свойства стёкол в твердом и жидком состоянии, включая область стеклования. В жидкостях с пузырьками газа по характеру зависимости скорости и поглощения от частоты можно определить размеры пузырьков и концентрацию газовой фазы, в биополимерах — характер межмолекулярных взаимодействий и перестройку молекул биополимеров в растворе.

Область релаксации для жидкостей лежит, как правило, в диапазоне более высоких частот, чем для газов. В очень вязких жидкостях, полимерах и нек-рых др. веществах в поглощение и дисперсию может давать вклад целый набор релаксацион. процессов с широким спектром времён релаксации. Изучение влияния темп-ры и давления на частотные зависимости скорости и поглощения звука позволяет разделить вклад разл. релаксацион. процессов.

В М. а. для исследований обычно применяется УЗ- и гиперзвуковые волны в газах — в диапазоне частот 10^4 — 10^8 Гц, а в жидкостях и твердых телах — в диапазоне 10^3 — 10^{10} Гц. Использование оптич. методов, а именно: измерения смещения и ширины компонент *Манделштама — Бриллюэна рассеяния* и определенное по ним скорости и коэф. поглощения звука, позволяют расширить диапазон применяемых частот вплоть до десятков Гц.

Методы М. а. могут использоваться также для исследования веществ, в к-рых взаимодействие звука с элементарными возбуждениями не ограничивается простейшими релаксацион. процессами. Напр., исследование поглощения звука в металлах и полупроводниках при разл. темп-рах, магн. полях и др. воздействующих факторах позволяет получить информацию о поведении электронов, о структуре *ферми-поверхностей* и об особенностях электро-фононного взаимодействия. Измерение затухания звука в диэлектриках, напр. в кварце, в зависимости от темп-ры и при разных условиях предварит. обработки позволяет судить о наличии тех или иных примесей или дефектов.

Лит.: М и х а й л о в И. Г., С о л о в ъ в В. А., С ы р њ к о в Ю. П., *Основы молекулярной акустики*, М., 1964; Физическая акустика, под ред. У. Мизона, пер. с англ., т. 2, Ч. А. М., 1968; т. 4, ч. А — Б, М., 1969—70; т. 5, т. М., 1973—74; Т а к е р Д. ж., Р э м л т о н В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; К р а с и л ь н и к о в В. А., К р ы л о в В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984.

А. Л. Полякова.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ МАССА — значение массы молекулы, выраженное в *атомных единицах массы*. Практически М. м. равна сумме масс входящих в неё атомов (см. *Атомная масса*).

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ОРБИТАЛЬ (МО) — однопольное состояние отд. электрона молекулы, движущегося

в урядивном поле остальных электронов и в поле её ядрового остона. МО включает пространственную $\varphi(r)$ и спиновую $\theta(s_z)$ компоненты и часто наз. спин-орбиталью:

$$\Psi(r, s_z) = \varphi(r) \cdot \theta(s_z),$$

где r — вектор, описывающий положение электрона в пространстве, s_z — значение спина электрона. Каждая МО характеризуется своим ср. значением энергии ϵ_l отд. электрона в состоянии с волновой ф-цией ψ_l . Физ. смысл МО состоит в том, что $|\psi_l|^2$ описывает пространство. распределение электрона с энергией ϵ_l . Полная электронная энергия молекулы равна сумме энергий электронов на всех занятых МО. Первые понятие МО введено Р. Малликемом (R. Mulliken, 1932).

Обозначения МО различны от обозначений атомных орбиталей; так, для двухатомных и линейных молекул при значениях орбитального квантового числа $l = 0, 1, 2, \dots$ вводят осн., π -, δ -, ...-орбитали, а если молекула имеет центр симметрии, то символы осн., π -, δ -, ... помечают индексом g и u (напр., σ_g, π_u, \dots). Для нелинейных молекул МО классифицируют по типам симметрии. Напр., МО молекулы H_2O обозначают с помощью неприводимых представлений группы C_{2v} : a_1, a_2, b_1, b_2 . Т. к. молекула может иметь неск. МО данного типа, МО обозначают дополнит. коэф. 1, 2, 3, ... указывающими порядок расположения МО по энергиям (МО $2a_1$ лежит выше, чем $1a_1$, и т. д.).

Для нахождения МО применяют один из методов *квантовой химии*. Напр. для двухатомных молекул используется метод Х. Хартри — Фока, к-рый позволяет получать числ. значения МО. В общем случае многоатомных молекул с числом N атомов в ней для нахождения МО используют приближение, в к-ром каждая МО φ представляется в виде линейной комбинации атомных орбиталей χ_n (метод МО — ЛКАО) атомов, образующих молекулу, т. е. $\varphi = \sum_{n=1}^N c_n \chi_n$ (c_n — коэф. МО φ).

МО, найденные методом Хартри — Фока, могут описывать энергетич. состояния молекулы, в к-рых находится электрон (заполненная МО) и в к-рых отсутствует электрон (вакантная МО); для заполненных МО $\int \varphi^* \varphi dV = 1$ (dV — элемент объема), а для вакантных — $\int \varphi^* \varphi dV = 0$.

Представления о МО используются при интерпретации разл. видов электронных молекулярных спектров. При этом учитывают след. приближённые результаты теории МО: энергия ионизации молекулы при удалении электрона с орбитали ϵ_i есть энергия электрона на этой орбитали — ϵ_i ; энергия сроства к электрону при добавлении электрона на вакантную МО φ_a есть — ϵ_a ; энергия электронного возбуждения, связанная с переходом электрона с заполненной МО φ_i на вакантную МО φ_a , есть $\epsilon_a - \epsilon_i$.

МО используют как нулевое приближение для нахождения точных решений адиабат. нерелятивистского *Шредингера уравнения* для молекулы. Корреляц. диаграммы МО реагентов и продуктов хим. реакций используют для предсказания реакционной способности хим. соединений.

Лит. см. при ст. *Молекула, Квантовая химия*.

М. Р. Амос, А. И. Болдырев.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ РЕФРАКЦИЯ (R) — связывает электрическую поляризуемость α_{el} вещества (см. *Поляризуемость атомов, ионов и молекул*) с его *рефракционным показателем* n . В пределах применимости выражений для n , α_{el} характеризуа, как и n , способностью вещества преломлять свет, отличается от n , тем, что практически не зависит от плотности, темп-ры и агрегатного состояния вещества.

Осн. ф-ла М. р. имеет вид

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{4}{3} \pi N_A \Delta \alpha_{\text{мол}}, \quad (*)$$

где M — молекулярная масса вещества, ρ — его плотность, N_A — Авогадро постоянная. Ф-ла (*) является эквивалентом Лоренца — Лоренца формулы (с теми же ограничениями на применимость), но во всех случаях более удобна для практик. приложений. Часто М. р. можно представить как сумму «рефракций» атомов или групп атомов, составляющих молекулу сложного вещества, или их связей в такой молекуле. Напр., М. р. предельного углеводорода $C_k H_{2k+2}$ равна $kRC + (2k + 2)RH$ ($k=1, 2, \dots$). Это важное свойство М. р. — аддитивность — позволяет успешно применять рефрактометрич. методы для исследования структуры соединений, определения дипольных моментов молекул, изучения водородных связей, определения состава смесей и для др. физ.-хим. задач.

Лит.: Вольденштейн и М. В. Молекулы и их строение. М., 1955; и о ф-ле В. В. Рефрактометрические методы химии, 3 изд., Л., 1983; см. также лит. при ст. Лоренца — Лоренца формула.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА — раздел физики, в к-ром изучаются физ. свойства тел на основе рассмотренных их молекулярного строения. Задачи М. ф. решаются методами физ. статистики, термодинамики и физ. кинетики, они связаны с изучением движения и взаимодействия частиц (атомов, молекул, ионов), составляющих физ. тела.

Первым сформировавшимся разделом М. ф. была кинетич. теория газов. В процессе её развития работами Дж. К. Максвелла (J. K. Maxwell, 1858—60), Л. Больцмана (L. Boltzmann, 1868), Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs, 1871—1902) была создана классич. статистич. физика.

Количеств. представления о взаимодействии молекул (молекулярных силах) начали развиваться в теории капиллярных явлений. Классич. работы в этой области А. К. Клеро (A. C. Clairaut, 1743), П. С. Лапласа (P. S. Laplace, 1806), Т. Юнга (Th. Young, 1805), С. Д. Пуассона (S. D. Poisson), К. Ф. Гаусса (C. F. Gauss, 1830—31), Гиббса (1874—78), И. С. Громеки (1879, 1886) и др. положили начало теории поверхностных явлений. Межмолекулярные взаимодействия были учтены Й. Д. Ван-дер-Ваальсом (J. D. van der Waals, 1873) при объяснении физ. свойств реальных газов и жидкостей.

В нач. 20 в. М. ф. вступила в новый этап развития. В работах Ж. Б. Перрена (J. B. Perrin) и Т. Сведберга (Th. Svedberg, 1906), М. Смолюховского (M. Smoluchowski) и А. Эйнштейна (1904—06), посвящённых броуновскому движению микрочастиц, были получены доказательства реальности существования молекул. Методами рентг. структурного анализа (а впоследствии методами электронографии и нейтронографии) были изучены структура твёрдых тел и жидкостей и её изменения при фазовых переходах и изменении темп-ры, давления и др. характеристик. Учение о межатомах взаимодействиях на основе представлений квантовой механики получило развитие в работах М. Борна (M. Born), Ф. Лондона (F. London) и В. Гайтлера (W. Heitler), а также П. Дебая (P. Debye). Теория переходов из одного агрегатного состояния в другое, наменачная Ван-дер-Ваальсом и У. Томсоном (W. Thomson) и развитая в работах Гиббса (кон. 49 в.), Л. Д. Ландау и М. Фольмера (M. Volmer, 30-е г. 20 в.) и их последователей, превратилась в совр. теорию образования фаз — важный самостоятельный раздел М. ф. Объединение статистич. методов с совр. представлениями о структуре вещества в работах Я. И. Френкеля, Г. Эйринга (H. Eyring, 1935—36), Дж. Д. Бернала (J. D. Bernal) и др. привело к М. ф. жидких и твёрдых тел.

Круг вопросов, охватываемых М. ф., очень широк. В ней рассматриваются: строение веществ и его изменение под влиянием внеш. факторов (давления, темп-ры, электрич. и магн. полей), явления переноса (диффузия,

теплопроводность, вязкость), фазовое равновесие и процессы фазовых переходов (кристаллизация, плавление, испарение, конденсация и др.), критич. состояние вещества, поверхностные явления на границах раздела фаз.

Развитие М. ф. привело к выделению из неё самостоят. разделов: статистич. физики, физ. кинетики, физики твёрдого тела, физ. химии, молекулярной биологии. На основе общих теоретич. представлений М. ф. получили развитие физика металлов, физика полимеров, физика плазмы, кристаллофизика, физико-химия дисперсных систем и поверхностных явлений, теория масел и теплопереноса, физико-хим. механика. При всём различии объектов и методов исследования здесь сохраняется, однако, гл. идея М. ф. — описание макроскопич. свойств вещества на основе микроскопич. (молекулярной) картины его строения.

Лит.: Кикоин А. К., Кикоин И. К., Молекулярная физика. 2 изд., М., 1976; Гринфельд Д. Ж., Кэрри и с. Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1981; Френкель Я. И., Кинетическая теория жидкостей, Л., 1975; Дерягин Б. В., Чураев П. В., Мулдашев В. М., Поверхностные силы, М., 1983; П. А. Ребиндер, Б. В. Дерягин, И. В. Чураев. МОЛЕКУЛЯРНАЯ ЭПИТАКСИЯ — см. в ст. Эпитаксия.

МОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОЛЕ — эффектное магн. поле H^* в магнетике, создаваемое магнитными моментами намагниченного вещества:

$$H^* = \lambda M \quad (1)$$

(M — намагниченность вещества, λ — постоянная М. п.). Соотношение (1) было введено П. Э. Вейсом (P. E. Weiss, 1907) в его теории магнетизма (*ферромагнетизма*); известны также более ранние работы Б. Л. Роизига (1892) в этом направлении.

Введение М. п. соответствует замене парного взаимодействия магн. моментов взаимодействием магн. момента с нек-рым ср. магн. полем, создаваемым остальными моментами. В обобщённом смысле термин H^* (часто употребляется термин «ср. поле») имеет гораздо более широкое значение и используется во мн. разделах совр. физики как простейшее приближение для описания системы взаимодействующих частиц (см. Среднее поле приближение).

Для получения осн. ур-ния теории М. п. подставляют H^* в выражение для намагниченности парамагнетика во внеш. магн. поле H :

$$M = N \mu_B J B_J(z), \quad z = g \mu_B J (H + \lambda M) / kT, \quad (2)$$

где J — полный момент магн. иона, N — число магн. ионов, μ_B — магнетон Бора, g — Ланде множитель, $B_J(z)$ — ф-ция Бриллюэна (см. Ландеена функция). Ф-ла (2) представляет собой трансцендентное ур-ние для намагниченности M и имеет нетривиальные решения $M \neq 0$ при $T < T_c$, где T_c — критич. темп-ра, определяющая Кюри точку ферромагнетика.

Выше точки Кюри ферромагнетик становится парамагнетиком с магн. восприимчивостью $\chi(T) = M/H$, где M соответствует решению ур-ния (2) при $T \gg T_c$. Согласно Кюри закону, для парамагнетиков $\chi = \chi_k \approx C/T$, где $C = N g^2 \mu_B^2 J(J + 1) / 3k$ — постоянная Кюри. В теории М. п. $\chi_k = \chi_k(H + H^*) = \chi_k(H + \lambda M)$, $M = \chi_k H / (1 - \lambda \chi_k)$, откуда

$$\chi = M/H = \chi_k / (1 - \lambda \chi_k) = C / (T - \theta). \quad (3)$$

Ф-ла (3) выражает Кюри — Вейса закон — зависимость магн. восприимчивости парамагнетиков от темп-ры в условиях взаимодействия магн. моментов. Здесь $\theta = \lambda C$ — парамагн. темп-ра Кюри, к-рая, вообще говоря, не совпадает с T_c из-за отклонений от закона Кюри — Вейса при приближении к T_c . Величина λ определяется ф-лой

$$\lambda = \theta / C = 3kT_c / [N g^2 \mu_B^2 J(J + 1)]. \quad (4) \quad 195$$

Оценку величин M п. можно получить, сравнивая результаты теоретич. расчётов с эксперим. данными. Для Fe ($T_c \approx 10^3$ K), напр., $\lambda \approx 5000$ и $H^* \approx 5 \cdot 10^8$ Э. Такие большие значения λ и H^* не могут быть объяснены электродинамик. взаимодействием носителей магн. моментов. Диполь-дипольное взаимодействие моментов даёт значение $H^* \sim 10^8$ Э, что соответствует $T_c \sim 10^{-1}$ K.

Природа М. п. оставалась непонятной вплоть до создания *квантовой механики*. В. Гейзенберг (W. Heisenberg, 1928) предположил, что поле H^* связано с обменной частью эл.-статич. взаимодействия электронов, зависящей от взаимной ориентации их спинов S :

$$e_{ij} = -2AS_i S_j, \quad (5)$$

где e_{ij} — энергия взаимодействия, A — т. н. обменный интеграл. Существование такого взаимодействия является следствием антисимметрии *спиновых функций* электронов, т. е., в конечном счёте, Паули принципа.

В приближении, учитывающем взаимодействие только ближайших Z соседей в кристаллич. решётке, усреднение по одному из спинов в (5) ($\bar{S} \sim M$) приводит к выражениям

$$\lambda = 2ZA/Ng^2\mu_B^2, \quad T_c = 2ZS(S+1)A/3, \quad (6)$$

что даёт правильный порядок величин λ и T_c при значениях $A \sim 10^{-22}$ эрг. В дальнейшем гипотеза Гейзенберга развивалась в большом кол-ве работ в рамках модели локализованных (на узлах решётки) спинов (см. *Гейзенберга модель*).

Учёт обменного взаимодействия в теории М. п. для коллективных электронов в металлах был проведён Э. Стонером (E. C. Stoner, см. *Стонера модель*). Л. Неель (L. Néel, 1932) обобщил теорию М. п. на случай неск. магнитных подрешёток и рассмотрел термодинамику свойства ферримагнетиков и антиферромагнетиков.

Несмотря на грубый характер лежащих в основе теории М. п. приближения, она даёт качественно правильную картину поведения магн. свойств в широком интервале темп-р. Так, вблизи T_c разделение в ряд по $x \ll 1$ ур-ния (2) можно получить (при $H = 0$) соотношение:

$$M(T)/M(0) = [3(1 - T/T_c)]^{1/2}, \quad (7)$$

к-рое следует также из теории *фазовых переходов* 2-го рода Ландау. Только сравнительно узкая область *критических явлений* лежит вне рамок теории М. п. Для низких значений T ($x \gg 1$) теория М. п. даёт $M \approx M_0[1 - 2 \exp(T/2\theta)]$, что количественно не согласуется с более точным приближением *спиновых волн* $M \approx M_0(1 - \beta T^2)$ (*Блоха закон* трёх вторых, где M_0 — макс. значение M при $T = 0$, β — постоянная для данного n -на).

Более детальные исследования показывают, что применимость теории М. п. связана с характером взаимодействия между частицами — носителями магн. момента. Для дальнедействующих сил теория даёт более хорошие результаты. Так, в модели Гейзенберга поправка к результатам теории М. п. пропорциональна $1/n$, где n — число соседних частиц, взаимодействие с к-рыми ещё достаточно велико.

В совр. теории магнетизма существуют выходящие за рамки теории М. п. методы, позволяющие учитывать корреляцию между спинами. Эти методы привели к ряду новых результатов в термодинамике магн. свойств твёрдых тел. В частности, учёт флуктуаций даёт возможность получить одновременно как закон Кюри — Вейса, так и низкие (иногда меньшие темп-ры Ферми) величины T_c для *вырожденного газа* электронов в ферромагн. металле, что вывало существенные трудности в теории Стонера.

Несмотря на появление более точных (по соответствию более сложным) методов, теория М. п. продол-

жает оставаться одним из осн. методов расчёта магн. свойств систем взаимодействующих частиц.

Лит.: Т я б л и к о в С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; К и т т е л ь Ч., Введение в физику твёрдого тела, пер. с англ., М., 1978. Ю. П. Иркин.

МОЛЕКУЛЯРНОЕ ТЕЧЕНИЕ (свободномолекулярное течение) — течение разреженного газа, состоящего из молекул, атомов, ионов или электронов, при к-ром свойства потока существенно зависят от беспорядочного движения частиц, в отличие от течений, где газ рассматривается как сплошная среда. М. т. имеет место при полёте тел в верх. слоях атмосферы, в вакуумных системах и др. При М. т. молекулы (или др. частицы) газа участвуют, с одной стороны, в поступат. движении всего газа в целом, а с другой — двигаются хаотически и независимо друг от друга. Причём в любом рассматриваемом объёме молекулы газа могут иметь самые различные скорости. Поэтому основой теоретич. рассмотрения М. т. является *кинетическая теория газов*. Макроскопич. свойства вязкого, сжимаемого, изотропич. течения удовлетворительно описываются простейшей моделью в виде упругих гладких шаров, к-рые подчиняются максвелловскому закону распределения скоростей (см. *Максвелла распределение*). Для описания вязкого, неизоэнтропич. М. т. необходимо пользоваться более сложной моделью молекул и ф-цией распределения, к-рая несколько отличается от ф-ции распределения Максвелла. М. т. исследуются в *динамике разреженных газов*.

Лит.: П а т т е р с о н Г. Н., Молекулярное течение газов, пер. с англ., М., 1960; Аэродинамика разреженных газов, сб. 1, 4, 11, 1953; К о г а н М. П., Динамика разреженного газа, М., 1967.

МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ МЕТОД — собираемое название неск. численных методов решения разл. физ. задач при помощи моделирования (имитации) движения атомов, молекул, коллоидных и т. п. частиц, составляющих исследуемую систему. Обычно предполагают известными законы взаимодействия между частицами в рамках классич. механики. Численно интегрируя ур-ния механики, можно проследить за движением частиц и, усредняя по времени и по всем частицам, попытаться вывести микро- и макроскопич. характеристики изучаемой системы. При этом обычно исходят из предположения (подлежащего проверке при помощи М. д. м.), что рассматриваемая система является эргодической (см. *Эргодичность*). Реальные модели могут содержать не более неск. млн. частиц; но даже системы, состоящие из неск. десятков или сотен атомов или молекул, представляют интерес. Для описания макроскопич. тел или сред применяют ряд спец. приёмов и методов. М. д. м. особенно полезен при исследовании таких систем (жидкость, плотная плазма и т. д.), в к-рых ор. кинетич. энергия К сравнима с потенци. энергией U. При этом отсутствует малый параметр, позволяющий равнов. напр., теория твёрдых тел ($K/U \ll 1$ и газов ($U/K \ll 1$). В зависимости от размеров системы и времени наблюдения за её эволюцией, а также с точки зрения изучаемых вопросов (стационарные состояния и термодинамика, неравновесные процессы и физ. кинетика и т. п.) её разновидность М. д. м. представляют собой иерархию структур — от численных экспериментов динамик. типа до динамик. *Монте-Карло метода*. В отличие от метода Монте-Карло, разработанного для вычисления равновесных величин, М. д. м. позволяет описать приближение системы к состоянию равновесия. Впервые М. д. м. был использован в работах Б. Олдера (B. Alder) и Т. Вайнрайта (Th. Wainwright) в 1957, а также А. Рахмана (A. Rahman) в 1964.

Численное моделирование в М. д. м. с помощью адекватного метода вычислит. математики численно интегрирует ур-ния движения классич. механики для всех частиц системы при заданных потенциалах межчастичных взаимодействий, внеш. полях, связях, начальных и граничных условиях. В простейшем случае одно-

атомной ван-дер-ваальсовой жидкости решают след. ур-ния:

$$dx_i^{(k)} / dt = p_i^{(k)} / m_i, \quad dp_i^{(k)} / dt = -\partial U / \partial x_i^{(k)}; \quad (1)$$

$$k = 1, 2, 3; \quad i = 1, \dots, N; \quad 0 \leq t \leq t_{\max}$$

$(x_i^{(k)})$ и $(p_i^{(k)})$ — k -я координата и импульс i -й молекулы, а

$$U \equiv U(x_i^{(k)}) = (1/2) \sum_{j \neq i} U_{ij} - \quad (2)$$

потенц. энергия системы N молекул, U_{ij} — потенциал взаимодействия i -й и j -й молекул, зависящий только от расстояния между ними, m_i — масса i -й молекулы, t — время) с нач. условиями

$$x_i^{(k)}(t=0) = x_{i0}^{(k)}; \quad p_i^{(k)}(t=0) = p_{i0}^{(k)}. \quad (3)$$

Если рассматриваемая система N частиц является частью макроскопич. изотропной системы, то обычно исходят периодич. граничные условия, т. е. рассматривают N частиц в ограниченном объеме, k -рых, периодически повторяясь, заполняет всё пространство. При $N \geq 3$ и обычно используемых межмолекулярных потенциалах аналитич. решение задачи (1) — (3) невозможно, поэтому вычисляют дискретное отображение фазовой траектории системы через нек-рые, обычно равные промежутки времени Δt (шаг по времени) с помощью численной схемы, связывающей значения координат и импульсов молекул а разл. последовательные моменты времени. Численная схема строится так, чтобы при $\Delta t \rightarrow 0$ вычисленные отображения сходились к точным решениям.

Чтобы проследить за движением молекул на промежутке времени $0 \leq t \leq t_{\max}$, следует задать нач. положения и импульсы частиц (3). По смыслу задачи они обычно не заданы, и их следует выбирать так, чтобы ответ существенно не зависел от привнесённого ими произвола, а средние по времени устанавливались с ростом t_{\max} по возможности быстрее. Т. о., вариация нач. данных и t_{\max} — обязательный элемент М. д. м. Однако никаких строгих правил их выбора нет. В задаче подобного типа обычно оказывается достаточной нач. расстановка частиц в виде правильной решётки, т. к. уже через неск. сотен шагов Δt этот порядок полностью исчезает. Если же нач. скорости взять излишне упорядоченными, то могут возникнуть процессы (типа столкновения пучков), сильно затягивающие переход к термодинамич. равновесию, что требует больших t_{\max} . Поэтому нач. скорости задают случайным образом.

Выбор величины шага Δt основан на неск. соображениях: необходимо, чтобы Δt был на неск. порядков меньше периода колебаний атомов τ_0 . Более точно Δt подбирают в зависимости от используемой числ. схемы, типа ЭВМ, конкретного вида межмолекулярного потенциала, полной энергии и требуемой точности вычисляемых средних.

Обычно изучают замкнутые системы, в к-рых полная энергия сохраняется, а темп-ру T определяют по ср. кинетич. энергии системы:

$$K = t^{-1} \int_0^{t_{\max}} \mathcal{E}_{\text{кин}}(t) dt = 3NkT/2.$$

Даже для небольших N и «хороших» нач. условий величина K существует и устанавливается со скоростью $\sim t^{-1/2}$ характерной для эргодич. систем. Распределение по импульсам оказывается биномиальным (из-за ограниченности полной энергии), т. е. лишь при $N \rightarrow \infty$ стремится к максвелловскому. Всё это служит основанием для применения понятия темп-ры к системе, подчиняющейся микроканонич. распределению. Введение к.л. метрики в фазовом пространстве позволяет опре-

делять и энтродию такой системы. Вычисление давления основано на применении *viriala* теоремы, требует эргодичности системы и предполагает близость средних по микроканонич. ансамблю к средним по канонич. ансамблю Гиббса, что имеет место при $N \rightarrow \infty$.

Такого рода поведение *динамических систем* наз. стохастичностью. Осн. механизм, вызывающий появление стохастичности, — неустойчивость движения, приводящая к расхождению (обычно экспоненциальной) близких фазовых траекторий и явлению перемешивания, к-рое приводит к эргодичности. В М. д. м., к-рых применяют для исследования конденсир. систем, всегда имеет дело с неустойчивостью и стохастичностью. С одной стороны, это оправдывает применение М. д. м. для термодинамич. исследований, а с другой — означает, что точное вычисление траекторий, по-видимому, в принципе невозможно. Однако возможно приближённое вычисление дискретных отображений этих траекторий с наперёд заданной точностью при заданных t_{\max} .

При разработке конкретного М. д. м. необходимо обратить внимание на то, как алгоритм передаёт нек-рые важные свойства имитируемой динамич. системы, напр. сохранение интегралов движения. Полная энергия консервативной динамич. системы $\mathcal{E}_{\text{полн}}$ должна сохраняться. Легко построить М. д. м., в к-рых $\mathcal{E}_{\text{полн}}$ сохраняется автоматически. Однако обычные алгоритмы интегрирования дифференц. ур-ний приводят к зависимости $\mathcal{E}_{\text{полн}}(t, \Delta t)$, к-рая служит для грубого контроля за правильностью вычислений. Несохраниение $\mathcal{E}_{\text{полн}}$ свидетельствует либо об ошибке в выборе Δt , либо о непригодности численной схемы. В вестационных задачах М. д. м. этот критерий вообще бесполезен. Если в рассматриваемой системе интегралом движения является импульс, то М. д. м. обычно автоматически сохраняют эту величину, т. к. при вычислении межмолекулярных сил явно используется третий закон Ньютона.

Др. важное свойство траекторий динамич. систем — обратимость во времени — также может быть выполнено автоматически в М. д. м. Т. о., легко убедиться, что в М. д. м. проблемы стохастичности динамич. систем и обратимости ур-ний механики во времени никак не связаны между собой. Описанный метод замкнут, но его основания и результаты можно проверить внутр. образом, в рамках самого этого подхода.

Другие М. д. м. Объект исследования М. д. м. — движение всех частиц системы. Во мн. случаях интерес представляет движение лишь нек-рых сортов частиц (напр., в растворах полимеров, в коллоидных растворах). Эту задачу решает разновидность М. д. м. — броуновская (лапжевновская) динамика. Суть этого метода состоит в численном интегрировании системы *Лапжевнена уравнений*, описывающих движение взаимодействующих броуновских частиц и моделирующих взаимодействие броуновских частиц с окружающей средой (напр., с растворителем). Эти ур-ния отличаются от ур-ний Ньютона тем, что их правая часть содержит случайную силу со спектром белого шума и силу трения, пропорциональную скорости частицы. Случайные силы и компоненты тензора трения можно детально изучить с помощью М. д. м., описанного ранее. Т. о., оба М. д. м., применяемые вместе, составляют замкнутый аппарат.

Следующая разновидность М. д. м. основана на изучении динамики f -ций распределения координат и импульсов, а не отд. частиц. Это динамич. методы Монте-Карло, суть к-рых состоит в численном интегрировании *кинетических уравнений Больцмана* (Ландау, Власова, Фоккера — Планка, Колмогорова, Смолюдовского), основного кинетич. ур-ния, стохастич. ур-ния Льювилля и т. д. Кинетич. коэффициенты и нек-рые важные свойства f -ций распределения можно получить при помощи описанного выше М. д. м.

Применения М. д. м. Большое число работ посвящено изучению жидкости, в частности модели из твёрдых шаров. Удалось обнаружить фазовый переход типа

плавления и получение оценки скорости перемешивания. М. д. м. применяют, в частности, для исследования простых ван-дер-ваальсовых жидкостей. Были определены урне-состояния, бинарные и тернарные ф-ции распределения, разл. сведения о микроструктуре, коэф. переноса, получено хорошее согласие с экспериментом. Исследованы ван-дер-ваальсовые одноатомные жидкости и газы в тонких слоях и вблизи адсорбирующих стенок. Смоделированы некие фазовые переходы, адсорбция, образование кластеров и т. д. С помощью разл. модификаций М. д. м. исследовали жидкие металлы для выяснения их структурных и динамич. (транспортных) свойств, а также урней состояний и неких свойств поверхностей металлов. М. д. м. применяют для изучения взаимодействия молекулярных атомных пучков с поверхностями разл. природы и радиац. повреждений твёрдых тел. М. д. м. позволил исследовать динамику отд. полимерных цепей, растворов и расплавов полимеров, его используют также для исследования биополимеров (белков и нуклеиновых к-), воды, водных растворов и адсорбции воды, для описания классич. стадии хим. реакции и коагуляции коллоидов, расчёта вязкости в потоке и др.

Лит.: Вычислительные методы в физике атомных и молекулярных столкновений, пер. с англ., М., 1974; Крокстон К., Физика жидкого состояния, пер. с англ., М., 1978; Федосеев Д. В., Чужиков Р. К., Грицацов А. Г., Гетерогенная кристаллизация из газовой фазы. Вопросы кинетики и численного моделирования, М., 1978; Тагариков А. Н., Сергеев В. М., Метод молекулярной динамики в статистической физике, УФН, 1978, т. 125, с. 409; Моделирование на ЭВМ дефектов в кристаллах, Л., 1978; Берд Г., Молекулярная газовая динамика, пер. с англ., М., 1981; Полюхин В. А., Ухин В. Ф., Дзугутов М. М., Компьютерное моделирование динамики и структуры жидких металлов, М., 1981; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Ли и тунг А., Ли и Берман М., Регуляризаторы стохастической динамики, пер. с англ., М., 1984; Хонин Р., Истуд Д.ж., Численное моделирование методом частиц, пер. с англ., М., 1987.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ И АТОМНЫЕ ПУЧКИ — направленные потоки молекул или атомов, движущихся в вакууме практически без столкновений друг с другом и с молекулами остаточных газов. М. и а. п. позволяют изучать свойства отд. частиц, пренебрегая эффектами, обусловленными столкновениями, кроме тех случаев, когда сами столкновения являются объектом исследований. Первый эксперимент с атомным пучком был осуществлён в 1911 Л. Дююае (L. DuBois), к-рый продемонстрировал прямолинейный пролёт в вакууме атомов Na. В дальнейшем экспериментах были продолжены в 1929 О. Штерном (O. Stern), к-рый использовал М. и а. п. для измерения скорости молекул и эфф. сечений их соударений друг с другом, а также для исследования явлений, обусловленных электронными силами и магн. моментами ядер. В 1937 И. Раби (I. Rabi) использовал М. и а. п. в изобретённом им резонансном методе измерения магн. моментов ядер, к-рый в дальнейшем стал одним из осн. методов радиоэлектроскопии, позволивших измерить с большой точностью фундам. характеристики молекул, атомов и атомных ядер [Н. Рамаэй (N. F. Ramsey) и др.].

Источник, в к-ром формируются М. и а. п., представляет собой камеру, соединённую с высоковакуумным объёмом (камера взаимодействия) при помощи отверстия в тонкой стенке (или узкого капилляра в толстой стенке). Исследуемые частицы вводятся в источник в виде газа или пара при давлении неск. мм рт. ст. Для формирования М. и а. п. давление газа в источнике должно быть достаточно малым, чтобы ср. длина l свободного пробега частиц внутри источника была равна или несколько больше диаметра соединит. отверстия. В этом случае частицы вылетают из источника независимо друг от друга. Для капилляра длина l должна быть соизмерима также с длиной капилляра. Рост l за счёт уменьшения давления в источнике уменьшает интенсивность М. и а. п., не улучшая их свойств. Для увеличения интенсивности пучков применяют источники с неск. отверстиями или капиллярами, рас-

стояние между к-рыми должно быть несколько больше их диаметра.

Соударения с частицами остаточного газа разрушают М. и а. п. тем быстрее, чем хуже вакуум. Длина М. и а. п. в идеальном вакууме была бы чрезвычайно велика, т. е. возможны были бы только соударения «лового». Для получения в камере взаимодействия предельно достижимого вакуума её отделяют от камеры источника ещё одной — буферной камерой, откачиваемой высоковакуумным насосом. Если давление паров исследуемого вещества при комнатной тем-ре недостаточно велико, его вводят в камеру в форме твёрдых (жидких) образцов и нагревают камеру до тем-ры, обеспечивающей нужное давление.

Взаимодействие частиц. Метод М. и а. п. даёт возможность изучать акт столкновения между двумя частицами в отличие от хим. и газодинамич. методов, в к-рых из-за множеств. столкновений частиц друг с другом наблюдаются лишь усреднённые эффекты. В неких экспериментах измеряются эфф. сечения упругих и неупругих соударений частиц, движущихся под разными углами и с разными скоростями. В др. экспериментах наблюдаются хим. реакции между частицами и изучается угол и энергетич. распределение продуктов реакции [Лестер (Lester), 1971; Дж. Покк (J. S. Ross), 1966; Р. Дж. Гордон (R. J. Gordon) и др., 1971]. Типичный эксперимент 2-го типа показан на рис. 1.

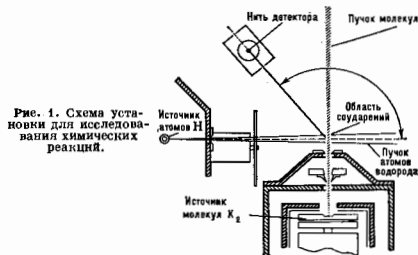


Рис. 1. Схема установки для исследования химической реакции.

Атомы водорода вылетают из источника в камеру, где сталкиваются и вступают в хим. реакцию с двухатомными молекулами плечного металла, напр. K_2 . Угл. распределение продуктов реакции измеряется с помощью детекторов с *поверхностной ионизацией* (горячий вольфрамовый) и *магнитный* (платиновый) — менее чувствителен к KOH , т. к. комбинация оба детектора, можно различать эти молекулы. Иногда М. и а. п. предварительно поляризуют или, наоборот, измеряют появляющуюся поляризацию. В неких экспериментах исследуется возмущение колеб. уровней энергии у продуктов реакции.

Резонансные эксперименты (метод Раби). Частицы, вылетающие из источника в вакуум (давление $p \leq 1,33 \cdot 10^{-10}$ Па или 10^{-2} мм рт. ст.), пролетают через неоднородное магн. поле, создаваемое магнитом А (рис. 2), к-рое по-разному искривляет их траектории в зависимости от взаимодействия их магн. моментов с неоднородным магн. полем и от их скорости. Далее частицы пролетают через однородное магн. поле, создаваемое магнитом С. В этом поле расположена диафрагма, ограничивающая пучок, и устройство, формирующее эл.-магн. поле, частота к-рого ω_p может настраиваться на частоту исследуемого энергетич. перехода:

$$\omega = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/\hbar,$$

где \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 — энергии частицы в двух состояниях. Неоднородное поле магнита В, противоположное по направлению полю А, по подобие ому по структуре,

разделяет проходящие через него М. и а. п. так, что частицы, испытывающие энергию, переход $\epsilon_1 \rightarrow \epsilon_2$ в эл.-магн. поле, действующем на них в зазоре магнита С, фокусируются на детектор Д и регистрируются, а

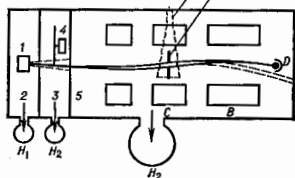


Рис. 2. Схема установки для исследования пучков в радиодиапазоне: 1 — источник пучка; 2 — камера источника; 3 — буферная камера; 4 — прерыватель пучка; 5 — камера взаимодействия; 6 — дуохровый магнит; 7 — диафрагма; Д — детектор пучка. Н₁ — форвакуумный насос, Н₂ и Н₃ — высоковакуумные насосы.

частицы, не испытывшие перехода, отклоняются в стороны и не попадают на детектор. При $\omega_p = \omega$ интенсивность I , регистрируемая детектором, имеет максимум. По величине ω определяют уровни энергии молекул.

Для детектирования частиц иногда применяют масс-спектрометр, а для увеличения чувствительности обычно используют прерыватель (модулятор) пучка, помещая его в буферной камере установки на пути пучка в гл. камере, при этом сигнал от детектора пропускают через синхронный усилитель. Для увеличения интенсивности сигнала I вместо дуохровых магнитов А и В применяют шестиполосные.

Если резонансная частота ω соответствует радиодиапазону, то эл.-магн. поле в зазоре магнита С возбуждают при помощи дуохроводной линии, закороченной на конце. Открытые концы линии соединяют с генератором. Пучок пропускают сквозь пучность магн. поля стоячей волны на расстоянии $1/4$ длины волны этого поля от закороченного конца линии.

Для наблюдения переходов, резонансная энергия к-рых лежит в диапазоне СВЧ, вместо дуохроводной линии применяют *объемный резонатор*. М. и а. п. пропускают через отверстия в противоположных стенках резонатора, расположенных так, что частицы пролетают сквозь пучность магн. компоненты СВЧ-поля. Спектральные линии наблюдают периодически, изменяя частоту эл.-магн. поля ω по «пилообразному» закону (рис. 3).

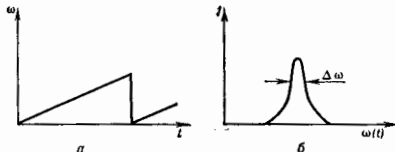


Рис. 3. Кривая модуляции частоты ВЧ-поля и форма спектральной линии: а — напряженность магнитной составляющей поля H в относительных единицах; б — интенсивность спектральной линии в относительных единицах; t — время; ω — частота; $\Delta\omega$ — ширина спектральной линии.

Ширина спектральных линий $\Delta\omega$ определяется временем взаимодействия частиц пучка с эл.-магн. полем, т. е. временем их пролета сквозь пространство, в к-ром действует поле, а также однородностью магн. поля С в области взаимодействия. Отверстие. достижение оптима по этим параметрам затруднительно, однако

уменьшения $\Delta\omega$ необходимо для достижения достаточно высокой разрешающей способности установки. Уменьшения $\Delta\omega$ достиг Н. Рагзой, введя в установку П-образный резонатор (рис. 4). М. и а. п. пропускают

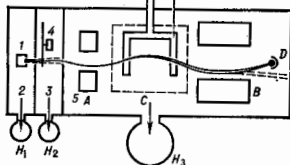


Рис. 4. Схема установки для исследования пучков в диапазоне СВЧ: 1 — источник пучка; 2 — камера источника; 3 — буферная камера; 4 — прерыватель пучка; 5 — камера взаимодействия; 6 — генератор СВЧ; 7 — П-образный резонатор. Н₁ — форвакуумный насос, Н₂ и Н₃ — высоковакуумные насосы.

сквозь пучность магн. поля резонатора через отверстия вблизи его концов, создавая таким образом две раздельные области взаимодействия пучка с эл.-магн. полем. При этом высокая степень однородности поля С должна быть обеспечена только в малых областях взаимодействия. Спектральные линии, наблюдаемые при этом, возникают как результат наложения двух широких спектральных линий, формируемых в областях взаимодействия (рис. 5). Широкий «шестедстал» (пунктир)

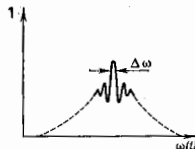


Рис. 5. Спектральная линия в П-образном резонаторе. Интенсивность спектральной линии I дана в относительных единицах; $\Delta\omega$ — ширина спектрального пика.

соответствует времени пролета частиц пучка через каждую из областей взаимодействия. Узкие линии в ср. части рисунка возникают в результате равенности фаз поля за время пролета частиц между областями взаимодействия. Ширина центр. пика определяется полным временем пролета частиц через области взаимодействия t между ними.

Дальнейшего уменьшения $\Delta\omega$ можно добиться, увеличивая время взаимодействия частиц с эл.-магн. полем, отбором медленных частиц. Однако доля таких частиц в М. и а. п., порожденных источником, находящимся в тепловом равновесии, мала. Эфф. способом уменьшения скорости является сочетание метода М. и а. п. с оптич. ориентацией ядер [А. Кастлер, (A. Kastler), 1950; см. *Ориентированные ядра*]. Возможности комбинир. методов расширились после появления лазеров. Стало возможным получение интенсивных медленных М. и а. п., лазерное охлаждение, исследования спектров единичных атомов и молекул, основанные на взаимодействии М. и а. п. с излучением лазеров, в частности «плениение» отд. атомов и молекул эл.-магн. полем и их диат. хранение в изолир. состоянии.

Метод паразитического резонанса аналогичен методу магн. резонанса, за исключением того, что изменения траектории частиц обусловлены взаимодействием электрич. моментов молекул с неоднородными электрич. полями, а квантовые переходы между ними вызваны колебаниями электрич. поля в резонаторе. Интенсивность пучка может быть увеличена за счёт использования четырехполосных или шестиполосных электродов, создающих пространство, фокусировку пучка. Применяется также сочетание обоих методов; напр., одност-

ное постоянное электрич. поле используют в экспериментах с магн. резонансом, а одородное магн. поле в опытах с параэлектрич. резонансом [К. Мак-Адан, (K. McAdan), Н. Рамсей и др., 1972].

Эксперименты с магн. и параэлектрич. резонансами в М. и а. п., в т. ч. с применением лазеров, дали большое кол-во информации о строении молекул, атомов и атомных ядер. Этим методом были измерены спины ядер, магн. и электрич. квадрупольные моменты стабильных и радиоакт. ядер (см. *Квадрупольный момент ядра*). В частности, был обнаружен электрич. квадрупольный момент дейтрона, что впервые указало на существование тензорных сил между элементарными частями. Была измерена (с высокой точностью) тонкая структура атомных спектров, в результате чего в экспериментах с атомарным водородом открыт *лямбовский сдвиг*, послуживший источником серии открытий в *квантовой электродинамике*. С. М. и а. п. были осуществлены измерения пост. тонкой структуры и получено пока единств. доказательство существования у ядер электрич. октупольных моментов. Резонансные эксперименты с М. и а. п. позволили измерить вращательные магн. моменты и электрич. дипольные моменты молекул, энергию взаимодействия ядерных магн. моментов с вращательными магн. моментами молекул, зависимость электрич. и магн. свойств от ориентации молекул, определить квадрупольные моменты молекул, энергию межъядерных взаимодействий и т. д. Частота колебаний, соответствующая линиям сверхтонкой структуры магн. резонанса в М. и а. п., является основой для определения секунды в пассивных стандартах частоты (см. *Квантовые стандарты частоты*).

Возможность пространств. фокусировки М. и а. п., содержащих частицы в определенных энергетич. состояниях при помощи неоднородных электрич. или магн. полей, позволила использовать М. и а. п. для накопления частиц в состояниях с более высокой энергией (т. е. для создания *инверсии населенностей*), что необходимо для осуществления мазера. Первый мазер был осуществлен на пучке молекул аммиака (см. *Молекулярный генератор*). Мазер на пучке атомов водорода широко использовался как для исследования атома водорода, так и для создания активного квантового стандарта частоты (см. *Водородный генератор*).

Лит.: Смит К. Ф., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1959; Кисс Р., Нигген В. В., Atomic and molecular beam spectroscopy, в кн.: *Handbuch der Physik*, hrsg. von S. Flügge, Bd 37, Pt 1, В.—(и. а.), 1959; Рамсей Н., Молекулярные пучки, пер. с англ., М., 1960; English T. C., Zогл J. C., Molecular beam spectroscopy, в кн.: *Methods of experimental physics*, v. 3, pt В, 2 ed., N. Y.—L., 1974; Летохов В. С., Лазерная фотооптическая спектроскопия, М., 1987.

Н. Ф. Рамсей, М. Е. Яблонский.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ КРИСТАЛЛЫ — кристаллы, образованные молекулами, связанными силами *межмолекулярного взаимодействия*. Это гл. обр. ван-дер-ваальсовы силы и *водородная связь*. Внутри молекул атомы соединены более прочными ковалентными связями, поэтому плавление, возгонка и полиморфные переходы в М. к. происходят без нарушения целостности молекул.

К М. к. относятся *квазиодномерные соединения* (слоистые) и *квазидвумерные соединения* (печочечные), где слои и цепочки связаны силами Ван-дер-Ваальса. М. к. образуют комплексные и элементорганич. соединения (рис. 1, а, б), бинарные соединения (H_2O , CO_2 , HC и др.). В форме М. к. могут существовать нек-рые простые вещества (H_2 , O_2 , N_2 , галогены).

Строение М. к. определяется принципом макс. заполнения пространства, симметрией молекулы и их укладки. Укладку определяют ван-дер-ваальсовы силы (энергия связи $\sim 1-3$ ккал/моль). Макс. заполнение пространства молекулами произвольной формы достигается выделением отд. слоев. Молекулы в слоях могут располагаться параллельными и антипараллельными рядами или «елочкой» (рис. 2). При этом обычно достигается координационное число 12 или 14 (реже 8, 10, 16 и др.).

Молекулы располагаются так, что выступы одних молекул (обычно атомы N) входят в углубления или промежутки соседних. Это способствует возникновению в М. к. скользящих плоскостей или винтовых осей (плос-

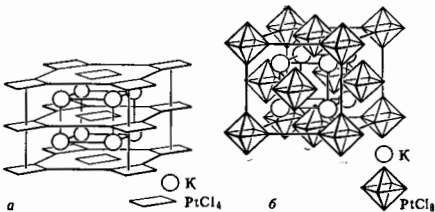


Рис. 1. Структура комплексных соединений, в которых центральный атом Pt образует октаэдрические K_2PtCl_6 (а) и квадратные K_2PtCl_4 (б) комплексы.

кости симметрии встречаются редко, см. *Симметрия кристаллов*). Существуют окред. соотношения между симметрией молекулы и М. к.

Симметрия молекул и молекулярных кристаллов

Точечная симметрия молекул Γ 2 m mm mmm 222
Симметрия расположения $\dots \Gamma$ 1; 2; 1; m; 1; 2; m Γ 1; 2

Чаще всего М. к. имеют моноклинные, ромбические или триклинную структуру; реже более высокосимметричную — тетрагональную, гексагональную и кубическую.

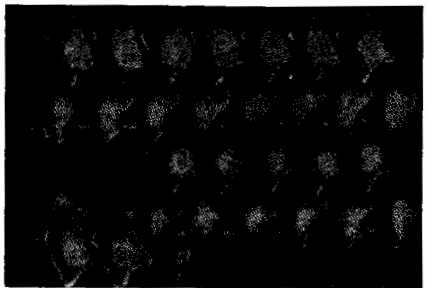


Рис. 2. Укладка слоев органических молекул.

М. к. с водородными связями образуются молекулярными H_2O (лед), спиртов, карбоновых к-т, а также большинством молекул биол. происхождения (см. *Биологический кристалл*). Водородная связь — направленная, требующие плотной упаковки молекулы приводит к сближению выступов (Н) одной молекулы с выступами другой (О, N). Отсюда, если молекулы обладают центром симметрии и двойной осью симметрии, то эти же элементы симметрии появляются у М. к. В случае асимметричных молекул в М. к. можно ожидать появления винтовых осей.

Для М. к. характерны низкие темп-ры плавления, большое коэф. теплового расширения и сжимаемость, малая твердость. Большинство М. к. при комнатной темп-ре — *диэлектрики*, но у нек-рых (органич. кристаллы) наблюдаются полупроводниковые свойства.

Лит.: Кита Ягородский А. И., Молекулярные кристаллы, М., 1971; Современная кристаллография, т. 2, М., 1978, гл. 2; Зоркий П. М., Симметрия молекул и кристаллических структур, М., 1986.

В. К. Вайнштейн.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ — спектры поглощения, испускания или рассеяния, возникающие при *квантовых переходах* молекул из одного энергетич. состояния в другое. М. с. определяются составом молекулы, её структурой, характером хим. связи и взаимодействием её атомов и молекул. Наиб. характеристич. получаются М. с. разреженных молекулярных газов, когда отсутствует *уширение спектральных линий* давлением: такой спектр состоит из узких линий с доплеровской шириной.

В соответствии с тремя системами уровней энергии в молекуле — электронной, колебательной и вращательной (рис. 1), М. с. состоят из совокупности электронных, колебат. и вращат.

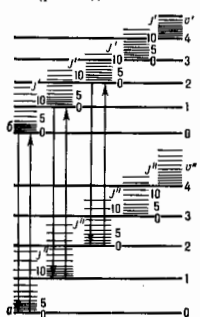


Рис. 1. Схема уровней энергии двуатомной молекулы; v и v' — электронные уровни; v' и v'' — колебательные квантовые числа; J' и J'' — вращательные квантовые числа.

димум и УФ-области спектра. Это разделение условное, т. к. часто вращат. переходы попадают и в ИК-область, колебат. переходы — в видимую область, а электронные переходы — в ИК-область. Обычно электронные переходы сопровождаются и изменением колебат. энергии молекулы, а при колебат. переходах изменяется и вращат. энергия. Поэтому чаще всего электронный спектр представляет собой системы электронно-колебат. полос, причём при высоком разрешении спектральной аппаратуры обнаруживаются их вращат. структура. Интенсивность линий и полос в М. с. определяется вероятностью соответствующего квантового перехода. Наиб. интенсивные линии соответствуют переходу, разрешённому *отбора правилами*. К М. с. относят также оже-спектры и рентг. спектры молекул (в статье не рассматриваются; см. *Оже-эффект*, *Оже-спектроскопия*, *Рентгеновские спектры*, *Рентгеновская спектроскопия*).

Электронные спектры. Чисто электронные М. с. возникают при изменении электронной энергии молекул, если при этом не меняются колебат. и вращат. энергия. Электронные М. с. наблюдаются как в поглощении (спектры поглощения), так и в испускании (спектры люминесценции). При электронных переходах обычно изменяется электрон. дипольный момент молекулы. Электр. дипольный переход между электронными состояниями молекулы типа симметрии Γ' и Γ'' (см. *Симметрия молекул*) разрешён, если прямое произведение $\Gamma' \times \Gamma''$ содержит тип симметрии, по крайней мере одной из компонент вектора дипольного момента d . В спектрах поглощения обычно наблюдаются переходы из основного (полносимметричного) электронного состояния в возбуждённые электронные состояния. Очевидно, что для осуществления такого перехода типы симметрии возбуждённого состояния и дипольного момента должны совпадать. Т. к. электрон. дипольный момент не зависит от спина, то при электронном переходе спин должен сохраняться, т. е. разрешены только переходы между состояниями с одинаковой мультиплетностью (интеркомбинац. запрет). Это правило, однако, нарушается

для молекул с сильным спин-орбитальным взаимодействием, что приводит к *интеркомбинационным квантовым переходам*. В результате таких переходов возникают, напр., спектры фосфоресценции, к-рые соответствуют переходам из возбуждённого триплетного состояния в осн. синглетное состояние.

Молекулы в разл. электронных состояниях часто имеют разную геом. симметрию. В таких случаях условие $\Gamma' \times \Gamma'' \subset \Gamma_d$ должно выполняться для точечной группы низкосимметричной конфигурации. Однако при использовании переставочно-инверсионной (ПИ) группы такая проблема не возникает, т. к. ПИ группа для всех состояний может быть выбрана одинаковой.

Для линейных молекул симметрии C_{2v} тип симметрии дипольного момента $\Gamma_d = \Sigma^+(d_x) + \Pi(d_z, d_y)$, поэтому для них разрешены только переходы $\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^+$, $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^-$, $\Pi \rightarrow \Pi$ и т. д. с дипольным моментом перехода, направленным по оси молекулы, и переходы $\Sigma^+ \rightarrow \Pi$, $\Pi \rightarrow \Delta$ и т. д. с моментом перехода, направленным перпендикулярно оси молекулы (обозначения состояний см. в ст. *Молекулы*).

Вероятность В электрон. дипольного перехода с электронного уровня m на электронный уровень n , просуммированная по всем колебательно-вращат. уровням электронного уровня m , определяется ф-лой:

$$B_{mn} = \frac{8\pi^3}{3h\nu^3} |M_{mn}|^2, \quad (1)$$

где

$$M_{mn} = \int \psi_n^* d \psi_m d\tau_e = \langle \psi_n | d | \psi_m \rangle - \quad (2)$$

матричный элемент дипольного момента для перехода $n \rightarrow m$, ψ_n и ψ_m — волновые ф-ции электронов. Интегральный коэф. поглощения, к-рый можно измерить экспериментально, определяется выражением

$$\int K \nu d\nu = N_m B_{mn} h \nu_{nm} = \frac{8\pi^3}{3hc} N_m \nu_{nm} |M_{mn}|^2, \quad (3)$$

где N_m — число молекул в нач. состоянии m , ν_{nm} — частота перехода $m \rightarrow n$. Число электронных переходов характеризуются силой осциллятора

$$f_{nm} = \frac{m e^2 \nu_{nm}}{2\pi^2 \epsilon^0} B_{mn}, \quad (4)$$

где e и m_e — заряд и масса электрона. Для интенсивных переходов $f_{nm} \sim 1$. Из (1) и (4) определяется ср. время жизни возбуждённого состояния:

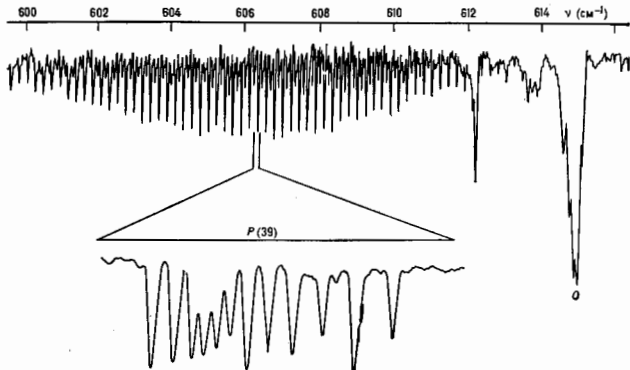
$$\tau_n = \frac{1}{8\pi h c \nu_{nm} B_{mn}}. \quad (5)$$

Эти ф-лы справедливы также и для колебат. и вращат. переходов (в этом случае следует переопределить матричные элементы дипольного момента). Для разрешённых электронных переходов обычно коэф. поглощения на неск. порядков больше, чем для колебат. и вращат. переходов. Иногда коэф. поглощения достигает величин $\sim 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1} \text{ атм}^{-1}$, т. е. электронные полосы наблюдаются при очень низких давлениях ($\sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$) и малых толщинах ($\sim 10 - 100 \text{ см}$) слоя вещества.

Колебательные спектры наблюдаются при изменении колебат. энергии (электронная и вращат. энергия при этом не должны меняться). Нормальные колебания молекул обычно представляют как набор независимых гармонич. осцилляторов. Если ограничиться только линейными членами разложения дипольного момента d (в случае спектров поглощения) или поляризуемости α (в случае комбинац. рассеяния) по нормальным координатам Q_k , то разрешёнными колебат. переходами считаются только переходы с изменением одного из квантовых чисел ν_k на единицу. Таким переходам соответствует осн. колебат. полосы, они в колебат. спектрах наиб. интенсивны.

Осн. колебат. полосы линейной многоатомной молекулы, соответствующие переходам из осн. колебат. состояния, могут быть двух типов: параллельные (\parallel) полосы, соответствующие переходам с дипольным моментом перехода, направленным по оси молекулы, и перпендикулярные (\perp) полосы, отвечающие переходам с дипольным моментом перехода, перпендикулярным оси молекулы. Параллельная полоса состоит только из R - и P -ветвей, а в перпендикулярной полосе разрешена также и Q -ветвь (рис. 2). Спектр осн. полос поглощения молекулы типа симметричного волчка также состоит из \parallel и \perp полос, но вращат. структура этих полос (см. ниже) более сложная; Q -ветвь в \parallel полосе также не разрешена. Разрешённые колебат. полосы обозначают ν_k . Интенсивность полосы ν_k зависит от квадрата производной $(\partial d/\partial Q_k)^2$ или $(\partial \alpha/\partial Q_k)^2$. Если полоса соответствует переходу на возбуждённое состояние на более высоком, то её наз. горячей.

Рис. 2. ИК-полоса поглощения ν_k молекулы SF_6 , полученная на фуре-спектрометре с разрешением $0,04 \text{ см}^{-1}$; ниже показана тонкая структура линии $P(39)$, измеренная на диодном лазерном спектрометре с разрешением 10^{-4} см^{-1} .



При учёте ангармонизма колебаний и нелинейных членов в разложениях d и α по Q_k становятся вероятными и переходы, запрещённые правилом отбора по ν_k . Переходы с изменением одного из чисел ν_k на 2, 3, 4 и т. д. наз. обертовыми ($\Delta \nu_k = 2$ — первый оберто, $\Delta \nu_k = 3$ — второй оберто и т. д.). Если при переходе изменяются два или более из чисел ν_k , то такой переход наз. комбинационным или суммарным (если все ν_k увеличиваются) и разностным (если некоторые из ν_k уменьшаются). Обертоные полосы обозначаются $2\nu_k, 3\nu_k, \dots$ суммарные полосы $\nu_k + \nu_l, 2\nu_k + \nu_l$ и т. д., а разностные полосы $\nu_k - \nu_l, 2\nu_k - \nu_l$ и т. д. Интенсивности полос $2\nu_k, \nu_k + \nu_l$ и $\nu_k - \nu_l$ зависят от первых и вторых производных d по Q_k (или α по Q_k) и кубич. коэффициентов ангармонизма потенц. энергии; интенсивности более высоких переходов зависят от коэфф. более высоких степеней разложения d (или α) и потенц. энергии по Q_k .

Для молекул, не имеющих элементов симметрии, разрешены все колебат. переходы как при поглощении энергии возбуждения, так и при комбинац. рассеянии света. Для молекул, имеющих центр инверсии (напр., CO_2, C_2H_4 и др.), переходы, разрешённые в поглощении, запрещены для комбинац. рассеяния, и наоборот (альтернативный запрет). Переход между колебат. уровнями энергии типов симметрии Γ_1 и Γ_2 разрешён в поглощении, если прямое произведение $\Gamma_1 \times \Gamma_2$ содержит тип симметрии дипольного момента, и разрешён в комбинац. рассеянии, если произведение $\Gamma_1 \times \Gamma_2$ содержит тип симметрии тензора поляризуемости. Это правило отбора приближённое, т. к. оно не учитывает взаимодействия колебат. движения с электронными и вращат. движениями. Учёт этих взаимодействий приводит к возникновению полос, запрещённых согласно чисто колебат. правилам отбора.

Изучение колебат. М. с. позволяет установить гармонич. частоты колебаний, константы ангармонизма. По колебат. спектрам проводится конформ. анализ

(см. Конформации молекулы), изучаются межмолекулярные взаимодействия. Колебат. спектроскопия — эфф. метод качеств. и количеств. спектрального анализа в химии, биологии, медицине.

Вращательные спектры формируются при квантовых переходах между вращат. уровнями энергии молекулы. Их наблюдают обычно в поглощении методами микроволновой спектроскопии, реже в испускании и комбинац. рассеянии. Для двухатомной и линейной мно-

гоатомной молекул вращат. спектры, обусловленные дипольными электр. переходами (изменение вращат. квантового числа $\Delta J = \pm 1$), состоят из линий с частотами

$$\nu = 2B(J+1) - 4D_J(J+1)^2 \quad (6)$$

(R -ветвь; B — вращательная, D_J — центробежная постоянные, $D_J \ll B$). Вращат. спектр состоит из почти эквидистантных линий, интервал между K -рядами примерно равен $2B$. Вращат. спектр молекул типа симметричного волчка также прост, в соответствии с правилами отбора для таких молекул $\Delta J = 0, \pm 1, \Delta K = 0$, он состоит из линий с частотами

$$\nu = 2B(J+1) - 4D_J(J+1)^2 - 2D_{JK}(J+1)K^2 \quad (7)$$

(R -ветвь). В отличие от спектров линейных молекул каждая J -линия в этом случае имеет т. к. K -структуру, соответствующую последнему члену в (7). Напр., для NH_3 $D_{JK} = -45 \text{ МГц}$ и с высокочастотной стороны каждой J -линии наблюдаются K -линии, отстоящие от линии с $K=0$ на $90(J+1)K^2 \text{ МГц}$. Правило отбора $\Delta K = 0$ нарушается при учёте колебательно-вращат. взаимодействия, ангармонизма и жёсткости молекулы.

Вращат. спектры молекул типа симметричного волчка более сложны, т. к. изменения чисел K_a, K_c при квантовых переходах не ограничены правилами отбора. В отличие от молекул типа симметричного волчка, у K -рых единств. компонента дипольного момента направлена по оси симметрии, у молекул типа асимметричного волчка все 3 компоненты дипольного момента могут быть отличными от нуля. Переходы, осуществляемые при взаимодействии $\hat{a}_a, \hat{a}_b, \hat{a}_c$ по осм инерции a, b, c с электр. вектором поля излучения, наз. переходами типа « a », « b », « c » соответственно. Эти переходы удовлетворяют след. правилам отбора по числам K_a, K_c (при условии $K_a = K_c = J$ или $J+1$): для переходов типа « a » $\Delta K_a = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$; $\Delta K_c = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$; для переходов типа « b » $\Delta K_a = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$; $\Delta K_c = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$; для переходов типа « c » $\Delta K_a = \pm 1, \pm 3, \dots$; $\Delta K_c = \pm 1, \pm 3, \dots$, а также общим для

всех переходов правилам $\Delta J = 0, \pm 1$. Эти правила отбора получают только для жёсткого асимметричного волчка в результате применения D_2 -симметрии; для реальной нежёсткой молекулы они нарушаются.

Для классификации вращат. переходов и соответствующих вращат. спектральных линий используются два способа. В первом указываются значения J, K'_a, K'_c обоих уровней, причём значения этих чисел для ниж. уровня всегда записываются справа. Напр., $1_{10} - 1_{11}$ означает, что $J' = 1, K'_a = 1, K'_c = 0$ для верхнего и $J'' = 1, K'_a = 1, K'_c = 1$ для ниж. уровня. Этот способ обозначений обычно используется для молекул типа асимметричных волчков. Для молекулы типа асимметричного волчка переходы с $\Delta J = -1, 0, +1$ обозначаются лат. буквами P, Q, R соответственно, а значения J и K указываются в скобках, напр. вращат. переход $P(2, 1)$ (в комбинац. рассеянии разрешены также переходы с $\Delta J = -2$ и $+2$, к-рые обозначаются буквами O и S). При $\Delta K > 0$ значение ΔK указывают (индексом слева вверху) буквами o, p, q, r, s для $\Delta K = -2, -1, 0, +1, +2$ соответственно.

Во вращат. спектрах обычно наблюдаются сотни и даже тысячи линий, из частот к-рых с высокой точностью (до 1 КГц) определяются величины вращат. и центробежных констант молекул, к-рые используются при построении потенциальных поверхностей молекул. В случае нежёстких молекул, имеющих неск. равновесных конфигураций, наблюдаются туннельные расщепления вращат. линий, по к-рым определяются высота и форма барьеров на потенц. поверхности.

Колебательная структура электронных спектров. Поверхности потенц. энергии и соответствующие им системы колебат. уровней разл. электронных состояний могут существенно отличаться друг от друга, поэтому колебат. структура электронных переходов подчиняется довольно сложным правилам отбора и электронно-колебат. спектр сильно отличается от чисто колебат. спектра. Тем не менее осн. особенности колебат. структуры поддаются не только качеств., но и количеств. анализу. Теоретич. основой этого анализа является Фрэнк — Кондона принцип, позволяющий предсказывать распределение интенсивностей полос колебат. структур.

Рассмотрим переход между двумя электронными состояниями e' и e'' двухатомной молекулы, потенц. ф-ции $V(\hat{h})$ к-рых смещены друг относительно друга (рис. 3). Согласно принципу Фрэнк — Кондона, при колебат. движении атомные ядра наемдляются около поворотных точек (точки a и b на кривой e''), а между поворотными точками движутся зна-

ходы на состояния $v'' = 1$ на все верх. состояния образуют ($v'' = 1$)-прогрессию и т. д. В то же время переходы на верх. состояния $e'v'$ на все ниж. состояния (спускание) на v'' -прогрессиях. В гармонич. приближении для обоих состояний эти прогрессии состоят из равноотстоящих полос с частотами $\nu_0 + \omega'v'$ для v'' -прогрессии и $\nu_0 - \omega''v''$ (для v'' -прогрессии). Если частоты колебания ω' в верх. (ω') и ниж. (ω'') состояниях отличаются не сильно, то переходы с одинаковыми

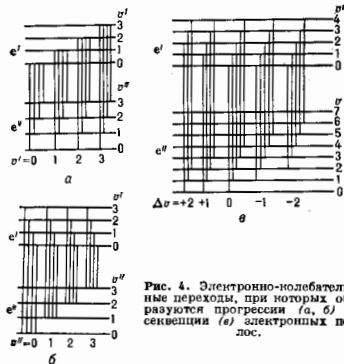


Рис. 4. Электронно-колебательные переходы, при которых образуются прогрессии (а, б) и секвенции (в) электронных полос.

значением $\Delta v = v' - v''$ дают близкорасположенные полосы, к-рые составляют секвенцию (рис. 4, а).

Обычно частоты (или волновые числа) электронно-колебат. полос записаны в таблицу Деландра, к-рая строится таким образом: строки нумеруют значениями v' , а столбцы — значениями v'' ; полосы по строке образуют v' -прогрессию, а полосы по столбцу — v'' -прогрессию. Если объединить клетки этой таблицы, содержащие наиб. интенсивные полосы кривой, то получится некая парабола, симметричная относительно гл. диагонали таблицы; она наз. параболой Кондона. Чем шире парабола Кондона, тем больше отличаются друг от друга потенц. ф-ции верх. и ниж. электронных состояний.

В случае многоатомных молекул при электронном переходе одновременно изменяются квантовые числа неск. колебаний. Поэтому полосы относят к многомерным прогрессиям и секвенциям, т. е. теперь для каждого колебания возможны серии прогрессий, соответствующие разл. значениям квантовых чисел остальных колебаний.

В случае симметричных многоатомных молекул принцип Фрэнк — Кондона ограничивает возможные переходы между колебат. уровнями энергии верх. и ниж. электронных состояний. Согласно этому принципу, не только электронный переход $e' - e''$ должен быть разрешённым, но и т. н. фактор Фрэнк — Кондона должен быть инвариантным относительно всех операций симметрии молекулы, т. е. колебат. уровни v' и v'' должны относиться к одному и тому же типу симметрии. В частности, если же молекулы находятся в осн. полносимметричном вибронном состоянии, то в спектре поглощения должны наблюдаться только прогрессии полос полносимметричных колебаний, а полосы всех остальных колебаний будут запрещёнными. Для антисимметричных колебаний v_k типа A_1, E_1, A'' и т. д. уровни с чётным v_k полносимметричны, а уровни с нечётным v_k антисимметричны. Поэтому если переход осуществляется с некого уровня такого колебания, то будут разрешены только полосы секвенций с чётным Δv_k ($\Delta v_k = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$).

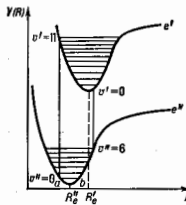


Рис. 3. Схема электронных (e' и e'') и колебательных уровней энергии двухатомной молекулы и образование электронно-колебательных полос (R', R'') в соответствии с принципом Фрэнк — Кондона.

чительно быстрее. Электронный переход происходит столь быстро, что за время перехода ядра остаются в тех же поворотных точках, и поэтому наиб. вероятный путь перехода должен быть вертикальным, при этом колебат. квантовое число может измениться, вообще говоря, на любую величину.

Электронно-колебат. система полос двухатомной молекулы состоит из прогрессий и секвенций. Если же молекулы находятся в осн. электронно-колебат. состоянии ($e'' = 0, v'' = 0$), то в спектре поглощения могут наблюдаться переходы из этого состояния на все возбужденные состояния $e'v'$. Совокупность этих полос наз. ($v'' = 0$)-прогрессией (рис. 4, а, б). Аналогично пере-

Эти правила, справедливые только в приближении Франка — Кондона, нарушаются, и многие из запрещённых переходов можно наблюдать. Гл. причина нарушения принципа Франка — Кондона — электронно-колеб. взаимодействие, в результате к-рых приближение Борна — Оппенгеймера становится неприменимым. Кроме того, электронный дипольный момент перехода в этом случае зависит от нормальных координат. Эти обстоятельства приводят к тому, что правило отбора по типам симметрии вибронных уровней становится менее жёстким, а именно: дипольный переход между вибронными состояниями типов симметрии Γ_{ev}^+ и Γ_{ev}^- разрешён, если прямое произведение $\Gamma_{ev}^+ \times \Gamma_{ev}^-$ содержит тип симметрии по крайней мере одной из компонент электр. дипольного момента:

$$\Gamma_{ev}^+ \times \Gamma_{ev}^- \supset \Gamma_d. \quad (8)$$

Это правило можно переформулировать: произведение волновых ф-ций нач. и конечного состояний $\psi_e^+ \psi_e^-$ может быть неполосимметричным по отношению к тем операциям симметрии, относительно к-рых неполосимметрично произведение $\psi_e^+ d \psi_e^-$. Др. словами, запрещённый электронный или вибронный переход может стать активным, если типы симметрии ψ_e^+ , ψ_e^- и $\psi_e^+ d \psi_e^-$ совпадают.

В электронных спектрах молекул часто наблюдаются запрещённые электронно-колеб. полосы. Напр., электронный переход $B_{2u} - A_{1g}$ в молекуле бензола (точечная группа симметрии D_{6h}), запрещённый по чисто электронному правилу отбора $\Gamma_e \times \Gamma_e \subset \Gamma_d$, может происходить в соответствии с более точным правилом (8), если возбуждены колебания типов b_{1g} и e_{2g} , т. к. $\psi_e^+ d_e \psi_e^-$ и $\psi_e^+ d_{e,y} \psi_e^-$ относятся к типам симметрии B_{1g} и E_{2g} соответственно. Действительно, в спектре поглощения бензола наблюдается довольно сильная система полос ок. 2600 Å с колеб. структурой, характерной для перехода $B_{2u} - A_{1g}$.

Вращательная структура колебательных спектров. В газовой фазе при комнатной темп-ре вращ. уровни энергии молекул заселены в соответствии с *Больцмана распределением*. Поэтому изменение колеб. энергии сопровождается изменением вращ. энергии. Полосы поглощения двухатомных молекул состоят из двух ветвей — R и P, соответствующих переходам с $\Delta J = +1$, $\Delta J = -1$; Q-ветвь ($\Delta J = 0$) запрещена.

Колеб. переходы высокосимметричных молекул часто запрещены по чисто колеб. правилам отбора, но их вращ. структура разрешается вследствие эффектов колебательно-вращ. взаимодействия. Напр., в ИК-спектре поглощения метана (CH_4) из четырёх осн. полос $\nu_1(A_1)$, $\nu_2(E)$, ν_3 и $\nu_4(F_2)$ в соответствии с колеб. правилами отбора разрешены только полосы ν_3 и ν_4 . Коррелированное взаимодействие колебания ν_3 с колебаниями ν_2 и ν_4 приводит к активизации полосы ν_3 , а эффекты колебательно-вращ. взаимодействия более высокого порядка активизируют и полосу ν_1 , хотя чисто колеб. полосы ν_1 и ν_2 ($J=0$) остаются запрещёнными.

Вращ. структуру колеб. полос обычно исследуют методами *Фурье спектроскопии*, *лазерной спектроскопии*, двойного ИК — МВ-резонанса и др.; эти методы обеспечивают спектральное разрешение $\sim 10^{-3}$ см⁻¹ и лучше и позволяют полностью (для лёгких молекул) или частично разрешить структуру полос. Каждый полоса наблюдается в виде сотен и даже тысяч вращ. линий. Существуют эфф. теоретич. методы для моделирования такого большого массива линий. Из частот переходов определяются величины молекулярных параметров, к-рые затем используются при построении потенц. поверхности и при расчёте частот линий в др. участках спектра.

Интенсивность отд. линий полосы и интегральная интенсивность всей полосы несут информацию о строении молекул и используются в молекулярном спектральном анализе. Относит. интенсивность линий используется обычно для идентификации линий. Интегральная интенсивность осн. полосы зависит гл. обр. от первой производной дипольного момента молекулы по данной нормальной координате. Интегральные интенсивности орбитонов и составных полос зависят от более высоких производных дипольного момента по нормальным координатам и от коэф. ангармонизма. Кроме того, интенсивности отд. линий вследствие эффектов колебательно-вращ. взаимодействия зависят от определ. комбинаций дипольного момента и его производных. Поэтому измеремые величины интенсивности линий и полос дают ценную информацию о функции дипольного момента.

Помимо дипольных переходов иногда удаётся наблюдать также переходы, обусловленные изменением квадрупольного момента молекулы. Так, дипольные колебательно-вращ. спектры гомоядерных двухатомных молекул строго запрещены, но они имеют квадрупольный момент, при изменении к-рого возникает квадрупольные спектры. Такие спектры наблюдались для молекул H_2 , D_2 , O_2 и др.

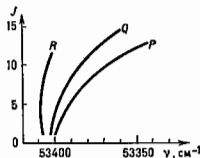
Вращательная структура электронных спектров. Согласно принципу Франка — Кондона, при разрешённом электронном переходе тип симметрии колеб. уровня энергии не меняется, вращат. структура вибронной полосы определяется гл. обр. типом электронного перехода. В частности, вращат. структура электронного перехода ${}^1\Sigma - {}^1\Sigma$ двухатомной или линейной многоатомной молекулы состоит, как и в случае чисто колеб. спектра, из P- и R-ветвей, соответствующих вращат. переходам с $\Delta J = -1$, и $+1$ соответственно. В случае переходов ${}^2\Sigma - {}^2\Sigma$, ${}^2\Sigma - {}^2\Sigma$ и т. д. J заменяется на N. Если при этом спин-орбитальное взаимодействие невелико, а дублетное, триплетное и т. д. расщепления отсутствуют, то вращат. структура этих переходов будет такая же, как и перехода ${}^1\Sigma - {}^1\Sigma$. Все эти переходы связаны с проекцией электр. дипольного момента на ось z и не имеют Q-ветви, т. к. $K = \Lambda = 0$. Переходы же с изменением Λ ($\Pi - \Sigma$, $\Delta - \Pi$ и т. д.) связаны с проекциями d_x и d_y (1 переходы) и имеют интенсивные Q-ветви. Эффекты Λ -удвоения, спинового расщепления и др. проявляются в спектре и приводят к расщеплению P-, Q- и R-ветвей на подветви, причём картина расщепления зависит от того, какие взаимодействия преобладают или к какому случаю Хунда (см. *Молекула*) относятся рассматриваемые состояния. Напр., если ${}^4\Pi$ -состояние относится к случаю «в», то в полосе перехода ${}^2\Pi - {}^2\Pi$ наблюдается простое удвоение P-, Q-, R-ветвей, а если состояние ${}^4\Pi$ относится к случаю «а», то эта полоса состоит из двух подполос, ${}^4\Pi_1$ — ${}^2\Sigma$ и ${}^4\Pi_3$ — ${}^2\Sigma$, каждая из к-рых состоит из трёх ветвей.

Т. к. величины молекулярных констант (B, D_J и т. д.) в разл. электронных состояниях могут сильно отличаться друг от друга, структура P-, Q-, R-ветвей электронных полос может сильно отличаться от структуры этих ветвей в чисто колеб. полосах. Именно этим обусловлена более сильная сходимость линий и образование кантов (резких краёв) полос в электронных спектрах, при $B' < B''$ образуется VЧ-кант R-ветви (красное оттенение полосы), а при $B' > B''$ образуется НЧ-кант P-ветви (фиолетовое оттенение полосы). Образование кантов лучше всего иллюстрируется диаграммой Фортра, т. е. зависимостью J от частоты перехода (рис. 5), к-рая оказывается полезной для идентификации отд. линий.

Анализ вращат. структуры вибронных полос нелинейных многоатомных молекул намного сложнее. Практически для каждого типа полос нужно вводить свою модель взаимодействий. Отметим, что если даны вибронный переход запрещён в соответствии с выбранным

ным правилом (8), он может тем не менее наблюдаться за счёт электронно-вращат. взаимодействия. Кроме того, в электронных спектрах молекул часто наблю-

Рис. 5. Диаграмма Фурье для полосы 020—010 электронного перехода $\Sigma \rightarrow \Pi$ молекулы HCN; точка схождения кривых на оси ν называется нулевым полюсом.



даются также и электр.ч. квадрупольные и магн. дипольные переходы.

Лит. см. при ст. Молекула. М. Р. Алевс. **МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ЭКСИТОНЫ** — электронные возбуждения (квазиэкситоны) в молекулярных кристаллах, обладающие свойствами Френкеля экситонов. Это означает, что молекулы и в основном, и в возбужденном состоянии сохраняют свою индивидуальность, слабо возмущены *электр.ч. кристаллическим полем* и волновые ф-ции соседних молекул перекрываются слабо. При этом, в отличие от Ванье — Мотта экситона, возбуждение сосредоточено на одной молекуле. Возбужденное состояние молекулы не локализовано и может перемещаться от молекулы к молекуле. Взаимодействие между молекулами приводит к образованию экситонной энергии зон. Сила межмолекулярного взаимодействия определяет ширину экситонной зоны и характерную скорость экситонов. М. э. наблюдаются, напр., в кристалле бензола и более сложных родственных его соединениях. Если в молекулярных кристаллах элементарная ячейка содержит n (о) молекул, то гамма-зонная электронно-возбужденное состояние кристалла имеет вид [4, 2]:

$$H = \sum_{n, \alpha, m, \beta} M_{n\alpha m\beta} a_{n\alpha}^+ a_{m\beta} \quad (4)$$

Здесь $a_{n\alpha}^+$ — оператор рождения электронного возбуждения на молекуле, находящейся в элементарной ячейке n и занимающей в ней позицию α ; $M_{n\alpha m\beta}$ — матричные элементы передачи возбуждения между молекулами m и $n\alpha$. Собств. ф-ция гамма-зонная описывает состояние, к-рые представляют собой волны возбуждения:

$$\Psi_k = \sum_{n\alpha} B_{n\alpha}(k) \Psi_{n\alpha} \exp(ikn). \quad (2)$$

Здесь k — квазиимпульс М. э.; индекс $\mu = 1, 2, \dots$ принимает o значений (по числу молекул в элементарной ячейке). Он нумерует экситонные зоны, возникающие на одного внутримолекулярного состояния. Ф-ция $\Psi_{n\alpha}$ описывает состояние кристалла, в к-ром возбуждена молекула $n\alpha$, а остальные молекулы находятся в осн. состоянии. Коэф. $B_{n\alpha}(k)$ находятся из условия, чтобы Ψ_k было состоян. ф-цией оператора H ; это условие определяет энергетич. спектр системы $\mathcal{E}_\mu(k)$. Вследствие ограничений, накладываемых симметрией кристалла, в спектре поглощения молекулярных кристаллов переходы возможны только в состоянии с $k \approx 0$ (закон сохранения квазиимпульса). При этом переходы обычно разрешены не для всех μ , а излучение, сопровождающее переходы, поляризовано вдоль кристаллографич. осей. Т. о., из каждого возбужденного (невзбужденного) электронного уровня молекулы в кристалле образуется o экситонных зон, а в его спектре поглощения присутствует экситонный мультиплет, состоящий из n ск. ($\leq o$) полюс, поляризованных по кристаллографич. осям (см. Давыдовское расщепление).

Из внутримолекулярных колебат. возбуждений в кристалле возникает оптич. фоны, к-рые по своим свойствам сходны с электронными экситонами. Их называют колебат. электронными экситонами [3]. Из электроно-колебат. (вибронных) возбуждений молекул возникает т. н. вибронные возбуждения кристалла, имеющие более сложную энергетич. спектр, чем электронные возбуждения. Он содержит связанные состояния электронного и колебат. экситонов и диссоциированные состояния этой пары квазиэкситон (одночастичные и двухчастичные возбуждения [4]). Взаимодействие М. э. с фонами, отвечающими колебаниям молекул как целого, обычно можно рассматривать как слабое. Однако в ряде кристаллов (напр., в пиррене) наблюдается автокатализа экситонов с образованием акзимеров.

Исследование структуры экситонных зон основано на изучении оптич. спектров экситонов, захваченных на мелкий примесный уровень (см. Газетские силы осциллятора), и вибронных спектров [3, 4]. Обычно осн. состояние молекулы является синглетным, первое возбужденное — триплетным, следующее — снова синглетным. Из синглетных и триплетных молекулярных возбуждений образуются соответственно синглетные и триплетные М. э. Ширина зон синглетных экситонов определяется электр.ч. мультипольными взаимодействиями между молекулами и обычно $\sim 0,01$ — $0,1$ эВ. Для триплетных М. э. она определяется обменным взаимодействием и обычно $\sim 10^4$ — 10^9 эВ. Луминесценция в случае триплетных экситонов, как правило, связана с предварит. слиянием двух триплетных экситонов в один синглетный. В магн. поле H скорость этого процесса зависит от H даже в области слабых полей ($H \sim 100$ Г [5]). Это явление связано с конкуренцией аземановской энергии и энергии спин-орбитального взаимодействия, последняя мала в молекулах, построенных из атомов лёгких элементов. Триплетные М. э. благодаря наличию электронного спина могут изучаться методами радиоспектроскопии.

Изучение М. э. в изотопно-смешанных молекулярных кристаллах позволяет исследовать свойства неупорядоченных систем, в т. ч. плотность состояний $g(\epsilon)$, протекание (см. Протекания теория), прыжковую диффузию и т. д. [4, 6].

Лит.: 1) Давыдов А. С., Теория молекулярных экситонов, М., 1968; 2) Грабович В. М., Теория экситонов, М., 1968; 3) Белоусов В. В., Колебательные экситоны Френкеля, в кн.: Экситоны, под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стерджн, М., 1965, с. 334; 4) Броуд В. Л., Рашба Э. И., Шен Е. Ф., Спектроскопия молекулярных экситонов, М., 1981; 5) Соколик И. А., Франкевич Е. Л., Влияние магнитных полей на фотонпроцессы в органических твердых телах, УФН, 1973, т. 111, с. 261; 6) Спектроскопия и динамика возбуждений в конденсированных молекулярных системах, под ред. В. М. Аграновича, Р. М. Хохштаерса, М., 1987.

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР — первый квантовый генератор, в к-ром эл.-магн. колебания СВЧ генерировались за счёт вынужденных квантовых переходов молекул NH_3 (см. Квантовая электродинамика). М. г. создан в 1954 Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым и независимым от них Ч. Тауссом (Ch. Townes), Дж. Гордоном (J. Gordon) и Х. Папгером (H. Zeiger). Оба варианта М. г. работали на пучке молекулы аммиака (см. Молекулярные и атомные пучки) и генерировали эл.-магн. колебания с частотой $\omega = 24\ 840$ МГц ($\lambda = 1,24$ см).

Молекулы NH_3 , обладающие электр.ч. дипольным моментом, пролетая через неоднородное электр.ч. поле, по-разному отклоняются этим полем в зависимости от их внутр. энергии (см. Штарпа эффект). В первом М. г. сортирующая система представляла собой квадратный конденсатор, состоящий из 4 параллельных стержней спец. формы, соединённых попарно через один с высоковольтным выпрямителем (рис., а). Электр.ч. поле (рис., б) такого конденсатора неоднородно, оно вызывает искривление траекторий молекул, летящих вдоль его продольной оси. Молекулы, находящие-

ся в верх. энергетич. состоянии, отклоняются к оси конденсатора и попадают внутрь объёмного резонатора. Молекулы, находящиеся в ниж. энергетич. состоянии, отбрасываются в стороны. Попада в резонатор, возбуждённые молекулы испускают фотоны под воздействием эл.-магн. поля резонатора. Энергия этих фотонов усиливает поле в резонаторе, увеличивая вероятность вынужденного испускания для молекул, прелетающих позже (о б р а т а я с в я з ь). Если вероятность вынужденного испускания фотона больше, чем вероятность его поглощения в стенках резонатора и излучения за его пределы, то интенсивность эл.-магн. поля резонатора на частоте перехода быстро возрастает за счёт внутр. энергии молекул. Возрастание прекращается, когда поле в резонаторе достигает величины, при к-рой вероятность вынужденного испускания становится столь большой, что за время пролёта резонатора успевают испустить фотон как раз половина молекул пучка. При этом для пучка в целом вероятность поглощения становится равной вероятности вынужденного испускания (н а с ы щ е н и е). Мощность, генерируемая М. г. на лучке молекул NH_3 , равна 10^{11} .

Созданы М. г. и на др. дипольных молекулах, с л в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. Они служат в качестве радиоспектроскопов высокого разрешения.

Лит.: О р а в с к и й А. Н., Молекулярные генераторы, М., 1964.

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ЛАЗЕР — лазер, в к-ром активной средой являются молекулярные газы (напр., CO_2 , N_2 , D_2), а инверсия населённости осуществляется в системе электронно-уровневой молекул (напр., N_2 -лазер) или колебат. уровней (напр., CO_2 -лазер, см. Молекулярные спектры). По способу создания инверсии населённости (накачки) в М. л. различают *аэродинамические лазеры* (СО₂), *газоразрядные лазеры*, в т. ч. *экцимерные лазеры*.

МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОРБИТАЛЕЙ МЕТОД — метод расчёта энергии и определения электронной структуры молекулы. Основан на одноэлектронном приближении, согласно к-рому каждая молекулярная орбиталь описывает состояние электрона в усреднённом поле ядер и всех остальных электронов. Осн. метод *квантовой химии*. См. также *Молекулярная орбиталь*.

МОЛИБДЕН (Molybdenum), Мо, — хим. элемент побочной подгруппы VI группы периодич. системы элементов, ат. номер 42, ат. масса 95,94. В природе представлен 7 стабильными изотопами: ⁹²Мо (14,84%), ⁹⁴Мо (9,25%), ⁹⁶Мо (15,92%), ⁹⁸Мо (16,68%), ¹⁰⁰Мо (9,55%), ⁹⁹Мо (24,13%), ¹⁰⁰Мо (9,63%). Электронная конфигурация дуга внеш. оболочек соответственно 7, 10, 16, 16; 27,14; 46 и 61 эВ. Металлич. радиус 0,139 нм, радиусы ионов Мо³⁺ и Мо⁴⁺ соответственно 0,068 и 0,065 нм. Значение электроотрицательности 1,30.

М. — светло-серый металл, имеет кубич. объёмно-центрированную структуру с параметром $a = 0,31466$ нм. Плотность 10,22 г/дм³, $\rho_{20} = 2620$ г/см³, $\rho_{\text{пл}}$ по разным источникам, 4600—4800 г/см³. Точка плавления 36 кДж/моль, теплота испарения 552 кДж/моль. Уд. теплоёмкость 272 Дж/(кг·К), теплопроводность при 20 °С 146,6 Вт/(м·К), термич. коэф. линейного расширения (как и лабораторного «молибденового» стекла) равен $(5,8-6,2) \cdot 10^{-6}$ град⁻¹. Уд. электрич. сопротивление $(5,2-10^2)$ мкОм·м (20 °С) и 0,814 мкОм·м (2620 °С).

М. парамагнитен, магн. восприимчивость 90·10⁻⁶. При $T = 0,90-0,98$ К М. переходит в сверхпроводящее состояние.

Механич. свойства М. существенно зависят от чистоты металла и способа его предварит. обработки. Так, тв. по Бриеллю для свечных штабиков 1,5—1,6 ГПа, для кованных прутков 2,0—2,3 ГПа и для отожжённой проволоки 1,4—1,8 ГПа. Предел прочности отожжённой проволоки при растяжении 0,8—1,2 ГПа для монокристаллики. М.—0,3 ГПа. Модуль упругости 285—300 ГПа.

Стадии окисления М. от +2 до +6 (наиб. характерная). На воздухе при темп-рах св. 400—450 °С окисляется, с парами воды реагирует при темп-рах выше 700 °С.

М. используется в основном в жаропрочных и др. сплавах (темп-ра эксплуатации сплава Мо—Ті достигает 1500 °С). Из М. изготавливают аноды, сетки, катоды, держатели нитей накаливания в лампах. Для измерения высоких темп-р используют термометры Мо—W. М. и MoSi₂ применяют при изготовлении высокотемпературных электр. печей. MoS₂ обладает очень низким коэф. трения и применяется как твердая смазка. Бориды МоВ и Мо₂В₃ — компоненты керметов — материалов, сочетающих свойства керамики и металлов. Находят применение особенно полученные радионуклиды М. ⁹⁹Mo (электронный захват, $T_{1/2} = 3,5 \cdot 10^3$ лет) и β -радиоактивный ⁹⁹Mo ($T_{1/2} = 66$ ч).

С. С. Вердосов.

МОЛЬ (моль, mol) — единица СИ кол-ва вещества. В 1 моль содержится столько молекул (атомов, ионов и к.-л. др. структурных элементов вещества), сколько атомов содержится в 0,012 кг ¹²C (нуклида углерода с ат. массой 12). См. также *Авогадро постоянная*.

МОМЕНТ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ — см. *Вращающийся момент*.

МОМЕНТ ИМПУЛЬСА — то же, что *момент количества движения*.

МОМЕНТ ИНЕРЦИИ — величина, характеризующая распределение масс в теле и являющаяся наряду с массой мерой инертности тела при вращении. В механике различают М. и осевые и центробежные. Осевым М. и тела относительно оси z наз. величина, определяемая равенством

$$I_z = \sum m_i h_i^2 \quad \text{или} \quad I_z = \int \rho h^2 dV, \quad (1)$$

где m_i — массы точек тела, h_i — их расстояния от оси z , ρ — массовая плотность, V — объём тела. Величина I_z является мерой инертности тела при его вращении вокруг оси (см. *Вращательное движение*). Осевой М. и можно также выразить через линейную величину ρ_2 , наз. радиусом инерции относительно оси z , по ф-ле $I_z = M \rho_2^2$, где M — масса тела. Размерность М. и — $I^2 M$; единицы измерения — кг·м².

Центробежными М. и. относительно системы прямоуг. осей x , y , z , проведённых в точке O , наз. величины, определяемые равенствами

$$I_{xy} = \sum m_i x_i y_i; \quad I_{yz} = \sum m_i y_i z_i; \quad I_{zx} = \sum m_i z_i x_i \quad (2)$$

или соответствующими объёмными интегралами. Эти величины являются характеристиками динамич. неуравновешенности тела. Напр., при вращении тела вокруг оси z от значений I_{xz} и I_{yz} зависит сила давления на подшипники, в к-рых закреплена ось.

М. и. относительно параллельных осей z и z' связаны соотношением (теорема Гюйгенса)

$$I_z = I_{z'} + M d^2, \quad (3)$$

где z' — ось, проходящая через центр массы тела, d — расстояние между осями.

М. и. относительно любой проходящей через начало координат O оси Oz с направляющими косинусами α , β , γ находится по ф-ле

$$I_{O1} = I_x \alpha^2 + I_y \beta^2 + I_z \gamma^2 - 2I_{xy} \alpha \beta - 2I_{yz} \beta \gamma - 2I_{zx} \alpha \gamma. \quad (4)$$

Зная шесть величин $I_x, I_y, I_z, I_{xy}, I_{yz}, I_{zx}$, можно последовательно, используя ф-лы (4) и (3), вычислить всю совокупность M и, тела относительно любых осей. Эти шесть величин определяют т. н. тензор инерции тела. Через каждую точку тела можно провести 3 такие взаимно перпендикулярные оси, наз. гл. осями инерции, для к-рых $I_{xy} = I_{yz} = I_{zx} = 0$. Тогда M и, тела относительно любой оси можно определить, зная гл. осн инерции и M и, относительно этих осей.

M и, тел сложной конфигурации обычно определяют экспериментально. Понятием о M и, широко пользуются при решении мн. задач механики и техники.

Лит.: Гернет М. М., Ратобидские В. Ф., Определение моментов инерции, М., 1968; Фаворин М. В., Моменты инерции тел. Справочник, М., 1970; см. также лит. при *р. Динамика*.

МОМЕНТ КОЛЛЕЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ — (кинетический) момент, момент импульса, орбитальный момент, угловой момент) — одна из динамич. характеристик движения материальной точки или механич. системы; играет особенно важную роль при изучении вращат. движение. Как и для момента силы, различают M к. д. относительно центра (точки) и относительно оси.

M к. д. материальной точки относительно центра O равен векторному произведению радиуса-вектора r точки, проведенного из центра O , на её кол-во движение k_0 , т. е. $k_0 = [rv]$ или в др. обозначениях $k_0 = r \times mv$. M к. д. k_2 материальной точки относительно оси z , проходящей через центр O , равен проекция вектора k_0 на эту ось. Для вычисления M к. д. точки справедливы все ф-лы, приведенные для вычисления момента силы, если в них заменить вектор F (или его проекции) вектором mv (или его проекциями). Изменение M к. д. точки происходит под действием момента $m_0(F)$ приложенной силы. Характер этого изменения определяется ур-нием $dk/dt = m_0(F)$, являющимся следствием осн. закона динамики. Когда $m_0(F) = 0$, что, напр., имеет место для центр. сил, M к. д. точки относительно центра O остаётся величиной постоянной; точка движется при этом по плоской кривой и её радиус-вектор в любые равные промежутки времени описывает равные площади. Этот результат важен для небесной механики (см. *Кеплера законы*), а также для теории движения космич. летат. аппаратов, ИСЗ и др.

Для механич. системы вводится понятие о главном M к. д. (или кинетич. моменте) системы относительно центра O , равном геом. сумме M к. д. всех точек системы относительно того же центра: $K_0 = \sum [r_i m_i v_i]$.

Вектор K_0 может быть определен его проекциями на взаимно перпендикулярные оси Ox, Oy, Oz . Величины K_x, K_y, K_z являются одновременно главным M к. д. системы относительно соответствующих осей. Для тела, вращающегося вокруг неподвижной оси z с угл. скоростью ω , эти величины равны: $K_x = -I_x \omega$, $K_y = -I_y \omega$, $K_z = I_z \omega$, где I_z — осевой, а I_x и I_y — центробежные моменты инерции. Если же тело движется около неподвижной точки O , то для него в проекциях на главные оси инерции, проведенные в точке O , будет $K_x = I_x \omega_x$, $K_y = I_y \omega_y$, $K_z = I_z \omega_z$, где I_x, I_y, I_z — моменты инерции относительно гл. осей; $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ — проекция мгновенной угл. скорости ω на эти осн. Из ф-л видно, что направление вектора K_0 совпадает с направлением ω лишь тогда, когда тело вращается вокруг одной из своих гл. (для точки O) осей инерции. В этом случае $K_0 = I \omega$, где I — момент инерции тела относительно этой гл. осн.

Изменение главного M к. д. системы происходит только в результате веш. воздействий и зависит от гл. момента M_0^g веш. сил; эта зависимость определяется ур-нием $dK_0/dt = M_0^g$ (ур-ние моментов). В отличие от случая движения одной точки, ур-ние моментов для системы не является следствием ур-ния кол-

движения, и оба эти ур-ния могут применяться для изучения движения системы одновременно. С помощью одного только ур-ния моментов движение системы (тела) может быть полностью определено лишь в случае чисто вращат. движения (вокруг неподвижной осн или точки). Если гл. момент веш. сил относительно к.-н. центра или осн равен нулю, то главный M к. д. системы относительно этого центра или осн остаётся величиной постоянной, т. е. имеет место закон сохранения M к. д. (см. *Сохранения законы*). Появление о главном M к. д. широко используется в динамике твёрдого тела, особенно в теории гироскопа.

M к. д., так же как и кол-во движения, обладают все формы материи, в т. ч. эл.-магн., гравитат. и др. поля (см. *Поля физические, Спич*).

С. М. Торс.
МОМЕНТ ОРБИТАЛЬНЫЙ — см. *Орбитальный момент*.

МОМЕНТ СИЛЫ — величина, характеризующая вращательный эффект силы; имеет размерность произведения длины на силу. Различают момент силы относительно центра (точки) и относительно осн.

M с. относительно центра O наз. векторная величина M_0 , равная векторному произведению радиуса-вектора r , проведенного из O в точку приложения силы F , на силу $M_0 = [rF]$ или в др. обозначениях $M_0 = r \times F$ (рис.). Численно M с. равен произведению модуля силы на плечо h , т. е. на длину перпендикуляра, опущенного из O на линию действия силы, или удвоенной площади треугольника, построенного на центре O и силе:

$$M_0 = Fh = 2 \text{ пл. } \triangle OAB.$$

Направлен вектор M_0 перпендикулярно плоскости, проходящей через O и F . Сторона, куда направляется M_0 , выбирается условно (M_0 — аксиальный вектор). При правой системе координат вектор M_0 направляют в ту сторону, откуда поворот, совершаемый силой, виден против хода часовой стрелки.

M с. относительно осн z наз. скалярная величина M_z , равная проекции на ось z вектора M с. относительно любого центра O , взятого на этой осн; величину M_z можно ещё определять как проекцию на плоскость xy , перпендикулярную осн z , площади треугольника OAB или как момент проекции F_{xy} силы F на плоскость xy , выятый относительно точки пересечения осн z с этой плоскостью. Т. о.,

$$M_z = M_0 \cos \alpha = \pm 2 \text{ пл. } \triangle Oab = \pm F_{xy} A_1,$$

В двух последних выражениях M с. считается положительным, когда поворот силы F_{xy} виден с положит. конца осн z против хода часовой стрелки (в правой системе координат). M с. относительно координатных осей Ox, Oy могут также вычисляться по аналогии. ф-лам:

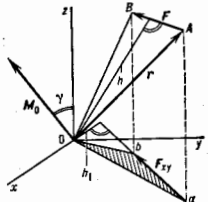
$$M_x = yF_z - zF_y, \quad M_y = zF_x - xF_z, \quad M_z = xF_y - yF_x,$$

где F_x, F_y, F_z — проекции силы F на координатные осн, x, y, z — координаты точки A приложения силы. Величины M_x, M_y, M_z равны проекциям вектора M_0 на координатные осн.

Если система сил имеет равнодействующую, то момент этой равнодействующей относительно любого центра (или осн) равен сумме моментов всех сил системы относительно того же центра (осн) (см. *Вариация теорема*). Понятие о M с. является одним из осн. понятий механики.

Лит. см. при ст. *Статика*.

С. М. Торс.



МОМЕНТЫ случайной величины ξ — ср. значения её степеней; момент порядка n ($n = 1, 2, 3, \dots$) для непрерывно распределённой случайной величины с плотностью $p(x)$ равен

$$M\xi^n = \int_{-\infty}^{\infty} x^n p(x) dx.$$

Для дискретной случайной величины, принимающей значения $\{x_k\}$ с вероятностями $\{p_k\}$, n -й момент равен

$$M\xi^n = \langle \xi^n \rangle = \sum_k x_k^n p_k.$$

Момент 1-го порядка $M\xi$ — математическое ожидание. Величина $M(\xi - M\xi)^n$ наз. центральным M . порядка n , центральный M . 2-го порядка наз. дисперсией.

В случае конечного или бесконечного семейства случайных величин $\{\xi_i, i \in T\}$, где T — некоторое множество, помечающее эти величины, с м.м. в. n -ые моменты (мультимоменты) этого семейства определяются ф-лой

$$M_{n_1, \dots, n_k}(t_1, \dots, t_k) = \langle \xi_1^{n_1} \dots \xi_k^{n_k} \rangle,$$

где t_1, \dots, t_k — произвольный набор парно различ. точек T , а $\{n_1, \dots, n_k\}$ — целочисленный мультииндекс; среднее $\langle \dots \rangle$ вычисляется по совместному распределению вероятностей значений случайных величин ξ_1, \dots, ξ_k . Р. А. Мильос.

МОНОКРИСТАЛЛОВ ВЫРАЩИВАНИЕ — осуществляют из газовой, жидкой и твёрдой среды (см. Кристаллизация). Выбор метода выращивания определяет область устойчивости вещества, валентием, типом и темп-рой фазовых переходов, хим. свойствами, давлением насыщенного пара и др. Большие, совершенные кристаллы получают, применяя «затравки» и создавая оптим. переохладение (перехохлаждение) σ на поверхности кристаллизации. Наиб. крупные (до 1 м) кристаллы получают из расплава или раствора.

М. в. из расплава. На вращающейся затравке переохладение σ создаётся регулируемым теплоотводом от поверхности кристалла и мениска прилегающего к нему расплава (метод Чохральского, рис. 1, а). Вытягиванием через щель на поверхности расплава получают профилированные кристаллы, напр. трубы, пластины (метод Степанова, рис. 1, б). При **М. в.** внутри расплава σ создаётся охлаждением, напр. проточной водой держателя затравки (метод Киропулоса, рис. 1, в). При направленной кристаллизации контактер с расплавом перемещают в горизонтальном или вертикальном направлении из горячей в холодную зону печи, при этом кристаллизация начинается в специальном образом суженной передней части контейнера, что обеспечивает получение монокристаллич. слитка (метод «лодочки», рис. 1, д); метод Стокберга — Бриджмена, рис. 1, е). В т. и. методе гарни с ажа к контейнер может быть сам из кристаллизующегося материала, охлаждаемого снаружи водой, тогда как его внутр. часть плавится токами высокой частоты; **М. в.** проводится «вытягиванием на затравку» или медленным охлаждением. В методе зонной плавки расплавленная зона передвигается от затравки через поликристаллич. слиток. Зонная плавка может проводиться в контейнере или без него (рис. 1, з). В последнем случае мениск расплава удерживается капиллярными силами, а иногда и эл.-магн. «поддержкой». Для тугоплавких веществ используют плавление порошка, сыплющегося в горячую плазму, с оседанием получающихся капель расплава на затравку (метод Вернейля, рис. 1, е). Монокристаллы в виде волокон толщиной 10—200 мкм получают вытягиванием через фильеру либо из капли расплава, образующейся на стержне

(в 1,5—2 раза большей толщины) при нагревании его лазерным лучом (метод «шпестала», рис. 1, ж).

Скорости выращивания из расплава 0,1—1 см/ч. Однородные кристаллы получают из расплава устойчивого хим. соединения. В присутствии примесей для получения однородных кристаллов целесообразно использовать метод вытягивания, обеспечив при выращивании постоянство формы границы раздела фаз.

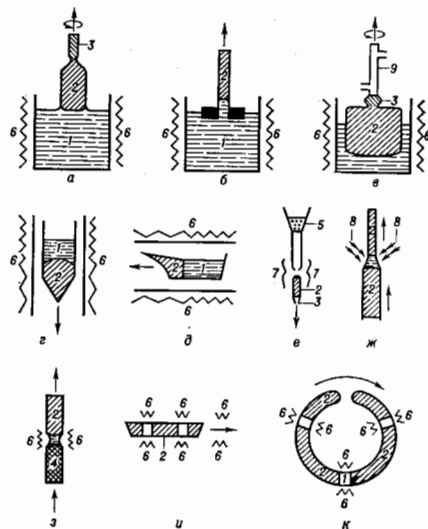


Рис. 1. Выращивание монокристаллов из расплава: а — метод Чохральского; б — метод Степанова; в — метод Киропулоса; г — метод Стокберга — Бриджмена; д — метод «лодочки»; е — метод Вернейля; ж — метод «шпестала»; з — зонная плавка без тигля; и, к — способ зонной плавки. 1 — расплав; 2 — монокристалл; 3 — затравка; 4 — поликристалл; 5 — порошок; 6 — электрический нагреватель; 7 — газовый нагреватель; 8 — лазерное излучение; 9 — охлаждаемый водой держатель затравки.

Гл. усилия при **М. в.** из расплава направляются на управление полем темп-р способом перемещения расплава (естеств. и принудит. конвекция), контролем атмосферы выращивания.

М. в. из раствора. Переохладение создаётся снижением T , испарением растворителя (рис. 2, а) или «иодиткой» более концентрированным раствором (рис. 2, б). В т. в. методе температурного градиента в аппаратуре создается более горячая зона, где вещество растворяется и диффузией или конвекцией переносится к растущему кристаллу (рис. 2, в, г). Гидротермальное выращивание малорастворимых веществ проводят в автоклавах при высоких темп-рах и давлениях. Скорость выращивания 0,1—1 м/сут. Для получения совершенных кристаллов из раствора необходимо, чтобы подвод вещества к растущей поверхности не лимитировал скорости роста. Это достигается, напр., перемешиванием раствора. В таких условиях возможна скорость 1 м/ч и более (скоростное выращивание). Важны очистка сырья, стабилизация T и σ , создание гидродинамич. течений, обеспечивающих равномерное питание граней.

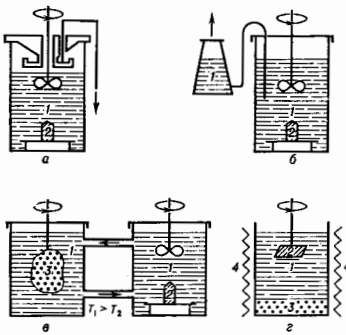


Рис. 2. Выращивание монокристалла из раствора: а — метод испарения растворителя; б — метод «подъёма»; в, г — метод температурного градиента. 1 — раствор; 2 — монокристалл; 3 — порошок; 4 — нагреватель.

М. в. из газовой среды осуществляется возгонкой вещества и его конденсацией на охлаждённую затравку. Используются также хим. реакции (при транспорте вещества к зоне роста, его разложения или синтезе на затравке). Выращивание осуществляется либо в герметич. контейнер, вдоль к-рого создаётся градиент T , либо в потоке газа. Для получения *нестехиометрических кристаллов* на поверхность затравки наносят капли растворителя, из к-рого кристаллизация идёт быстрее, чем из пара.

При М. в. из поликристаллического образца последний держат при высокой T для перекристаллизации мелких кристалл. зёрен в крупные (р е к р и с т а л л и з а ц и я). Если вещество имеет полиморфные модификации (см. *Полиморфизм*), то монокристаллы низкотемпературной фазы можно получить, охлаждая кристаллы в определ. температурном поле.

В виде монокристаллов выращивают множество веществ. В наиб. кол-вах производятся Si, Ge (метод Чохральского), кварц (гидротермальный метод), щёлочно-галлоидные соединения (метод Киропулоса), корунд с разл. примесями (методы Вернейля, Чохральского и направленной кристаллизации), $Y_3Al_5O_{12}$ с примесью Nd (методы Чохральского и направленной кристаллизации), LiNbO₃, LiTaO₃ (метод Чохральского), K(H₂D₂)PO₄ (снижение T и «подпитка»), LiIO₃ (испарение растворителя). Техн. алмаз в виде мелких монокристаллич. зёрен (до 0,2 мм) получают из графита прессованием в небольшом объёме при давлении ок. 4,4 атм и $T = 1100^\circ\text{C}$.

Лит.: Вильке К. Т., Методы выращивания кристаллов, пер. с нем., Л., 1968; Современная кристаллография, т. 3, М., 1968. Л. И. Рошников.

МОНОМОЛЕКУЛЯРНЫЙ СЛОЙ (монокатомный слой, монослой) — внеш. слой поверхности конденсированной фазы на её границе с др. фазой или с вакуумом. Понятие М. с. применяется и в тех случаях, когда имеется выраженной поверхность, но нет фазы в термодинамич. понимании (тонкие плёнки, тела биол. природы, мембраны и пр.).

М. с., как правило, является адсорбционным. Адсорб. слой можно считать М. с. тем более строго, чем однороднее по составу и структуре адсорбат и адсорбент. Толщина разл. М. с. колеблется от межмолекулярных расстояний (адсорбция одноатомных молекул на совершенных плотноупакованных гранях монокристаллов) до размеров адсорбиров. макромолекул (до $\sim 10^2 - 10^4 \text{ \AA}$).

Частицы М. с. имеют иное, чем в объёме, атомно-молекулярное окружение, вследствие чего условия равновесия сил, действующих в М. с. и в объёме, различны. Свободная энергия, равновесные расстояния между атомами, концентрация примесей и дефектов, плотность зарядов и т. п. параметры в М. с. отличаются от тех же параметров в объёмной фазе (см. *Поверхностные явления, Поверхность*).

В исследованиях М. с. без использования сверхвысокого вакуума, к-рые проводились до нач. 1960-х гг., установлено, что атомы и молекулы перемещаются в пространстве М. с. из одного локализов. положения в соседнее, если потенци. барьер между атомн. положениями ниже тепловой энергии. Если явнее перемещение больше времени нахождения на адсорб. центрах, то М. с. можно считать двумерным газом, состояние к-рого описывается ур-ниями идеального (либо одной из модификаций реального) двумерного газа; на основе ур-ний состояния двумерного газа получены усреднённые размеры сложных органич. молекул, хорошо согласующиеся с данными, полученными методами *малогоуглового рассеяния* нейтронов и рентг. лучей. При исследовании М. с. в них были обнаружены такие фазовые переходы 1-го и 2-го родов, изучена их кинетика и термодинамика.

С 1960-х гг. началось исследование М. с. с применением сверхвысоковакuumной аппаратуры в условиях вакуумной чистоты, т. е. в хорошо контролируемых и поддерживаемых условиях. Появилась возможность дозированного изменения состава, темп-ры, зарядового состояния и др. параметров М. с. и прецизионного измерения этих величин, выяснена их связь с геом., в частности структурными, характеристиками поверхности. Наиб. удобны для исследования М. с. на чистых поверхностях полупроводников и др. монокристаллов, т. к. в таких М. с. наблюдаются анизотропные явления. Для изучения состава и структуры М. с. применяют зондирование поверхности электронными, нейтронными, ионными, молекулярными, рентг., световыми и позитронными пучками, автономную, автоэлектронную, полевую и тепловую эмиссию частиц с исследуемых поверхностей, а также метод зондовой микроскопии. Большинство исследований должно проводиться в условиях сверхвысокого вакуума, что ограничивало возможности этих методов. Применение зондов-острий позволило снять эти ограничения.

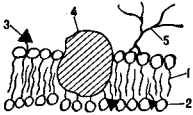
Монослой, образовавшийся на периодических упорядоченных подложках, характеризуется наличием дальнего порядка. Упорядочение структуры М. с. в этом случае названо структурой подложки. Структура М. с. на жидких или аморфных подложках имеет лишь ближний порядок. В М. с. зафиксированы множества поверхностных фаз с концентрационными и температурными фазовыми переходами между ними.

При исследовании работы выхода чистых поверхностей монокристалла и тех же поверхностей с адсорбированным М. с. были обнаружены значит. расхождения этих величин, значительные концентрац. зависимость и анизотропия работы выхода с разл. граней монокристаллов тугоплавких металлов. Так, работа выхода с грани (110) W меняется от 5,35 эВ для чистой поверхности до 4,5 эВ при её покрытии монослоем Cs. Аналогичные эффекты найдены и для др. комбинаций М. с. и подложек. Эти исследования имеют важное значение, в частности для эмиссионной электроники.

М. с. щёлочных и щёлочноземельных элементов на поверхности тугоплавких и переходных металлов обладают большим зарядом. зарядом (приблизительно 1 элементарный заряд на атом); в образованных на тех же поверхностях М. с. молекулами O₂, N₂, CO, Cl₂ и молекулами др. галогенов имеют заряд примерно в 10 раз меньшей. Неж-рые М. с. образуют сверхструктуры с закономерным чередованием положительно и отрицательно заряженных фрагментов.

К М. с. близко примыкают клеточные мембраны, к-рые представляют собой бислой липидных молекул (рис.). Их гидрофобные остатки жирных к-т (хвосты) обращены навстречу и пропихивают друг друга,

Схема бислоя клеточной мембраны (жидкомозачная модель): 1 — гидрофобные концы; 2 — гидрофильные головки липидов; 3 — молекулы холестерина; 4 — глобула белка; 5 — моно- и олигосахариды.



а полярные головки остатков фосфорной к-ты, спиртов и углеводов обращены наружу. Вязкость этого жидкокристаллич. образования в 100—1000 раз больше, чем у воды, но глобулярные молекулы белков могут перемещаться вдоль и сквозь мембрану (см. *Клеточные структуры*).

Свойства М. с. определяют явления катализа, роста кристаллов (в частности, эпителиальных пленок), поведение суспензий, эмульсий; М. с. используются в эмиссионной электронике и микроэлектронике.

Лит.: В о л ь ф Э. А. и др., Субмонослойные пленки на поверхности металлов, *УФН*, 1977, т. 122, с. 125; А д а м с о н А. У., Физическая химия поверхностей, пер. с англ., М., 1979; К р ы л о в О. В., К и с е л е в В. Ф., Адсорбция и катализ на переходных металлах и их оксидах, М., 1981; К р е п с Е. М., Липиды клеточных мембран, Л., 1981; Ч е р е п и н В. Т., В а с и л ь е в М. А., Методы и приборы для анализа поверхности материалов, Справочник, К., 1982; Физика поверхности: колебательная спектроскопия адсорбатов, под ред. Р. Уиллиса, пер. с англ., М., 1984; А н д о Т., Ф а у л е р А., С т е р н Ф., Электронные свойства твердых систем, пер. с англ., М., 1985; К у м а р, У к р а д а с и я н Г. Х., Растворные микрооскопы с зондами-остриями, «В мире науки», 1989, № 12.

Ю. Н. Любимов.
МОНОГОЛЬ ДИРАКА — см. *Магнитный моноголь*.
МОНОХРОМАТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (от греч.

μόνος — один и χρώμα, род. падеж χρώματος — цвет) — эл.-магн. излучение одной определенной и строго постоянной частоты. Происхождение термина «М. и.» связано с тем, что различие в частоте с в е т о в ы х волн воспринимается человеком как различие в цвете. Однако по своей природе *электромагнитные волны* видимого диапазона, лежащие в интервале 0,4—0,7 мкм, не отличаются от эл.-магн. волн др. диапазонов (ИК-, УФ-, рентгеновского и т. д.), по отношению к к-рым также используют термин «монокроматический» (одноцветный), хотя никакого ощущения цвета эти волны не дают.

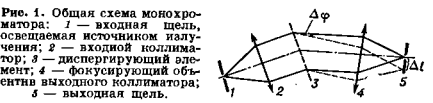
Теория эл.-магн. излучения, основанная на *Максвелла уравнениях*, описывает любое М. и. как гармонич. колебание, происходящее с неизменной амплитудой и частотой в течение бесконечно долгого времени. Плоская монокроматич. волна эл.-магн. излучения служит примером полностью когерентного поля (см. *Когерентность*), параметры к-рого неизменны в любой точке пространства и известны законов их изменения во времени. Однако процессы излучения всегда ограничены во времени, а потому понятие М. и. является идеализацией. Реальное естеств. излучение обычно представляет собой сумму нек-рого числа монокроматич. волн со случайными амплитудами, частотами, фазами, поляризациями и направлениями распространения. Чем уже интервал, к-рому принадлежит частота наблюдаемого излучения, тем оно монокроматичнее. Так, излучение, соответствующее отд. линиям спектров испускания свободных атомов (напр., атомов разреженного газа), очень близко к М. и. (см. *Атомные спектры*); каждая из таких линий соответствует переходу атома из состояния *m* с большей энергией в состояние *n* с меньшей энергией. Если бы энергии этих состояний имели строго фиксиров. значения ϵ_m и ϵ_n , атом излучал бы М. и. частоты $\nu_{mn} = (\epsilon_m - \epsilon_n)/h$. Однако в состояниях с большей энергией атом может находиться лишь малое время Δt (обычно 10^{-8} с — т. н.

время жизни на энергетич. уровне), и, согласно *неопределенности соотношению* для энергии и времени жизни квантового состояния ($\Delta\epsilon \cdot \Delta t \geq h$), энергия, напр., состояния *m* может иметь любое значение между $\epsilon_m + \Delta\epsilon$ и $\epsilon_m - \Delta\epsilon$. Поэтому излучение каждой линии спектра соответствует интервалу частот $\Delta\nu_{mn} = \Delta\epsilon/h = 1/\Delta t$ (подробнее см. в ст. *Ширина спектральной линии*).

Т. к. идеальным М. и. не может быть по своей природе, то обычно монокроматическим считается излучение с узким спектральным интервалом, к-рым можно приближенно характеризовать одной частотой (или длиной волны).

Приборы, с помощью к-рых из реального излучения выделяют узкие спектральные интервалы, наз. *монокроматорами*. Чрезвычайно высокая монокроматичность характерна для излучения нек-рых типов лазеров (ширина спектрального интервала излучения достигает величины 10^{-7} нм, что значительно уже, чем ширина линий атомных спектров).

Лит.: Б о р н М., В о л ь ф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973; К а л и т е е в е н Н. И., Волновая оптика, 2 изд., М., 1974; Л. Н. Коварский, **МОНОХРОМАТОР** — спектральный оптич. прибор для выделения узких участков спектра излучения. М. состоит (рис. 1) из входной щели 1, освещаемой источником излучения, коллиматора 2, диспергирующего элемента 3, фокусирующего объектива 4 и выходной щели 5. Диспергирующий элемент пространственно разделяет лучи разных длин волн λ , направляет их под равными углами φ , и в фокальной плоскости объектива 4 образуется спектр — совокупность изображений входной щели в лучах всех длин волн, испускаемых источником. Пучковый участок спектра совмещают с выходной щелью поворотом диспергирующего элемента; изменяя ширину щели 5, изменяют спектральную ширину $\delta\lambda$ выделенного участка.



Диспергирующими элементами М. служат дисперсионные призмы и дифракц. решетки. Их угл. дисперсия $D = \Delta\varphi/\Delta\lambda$ вместе с фокусным расстоянием f объектива 4 определяет линейную дисперсию $\Delta l/\Delta\lambda = fD$ ($\Delta\varphi$ — угл. разность направлений лучей, длины волн к-рых отличаются на $\Delta\lambda$; Δl — расстояние в плоскости выходной щели, разделяющее эти лучи). Призмы дешевле решеток в изготовлении и обладают большей дисперсией в УФ-области. Однако их дисперсия существенно уменьшается с ростом λ и для разных областей спектра пучные призмы из разных материалов. Решетки свободны от этих недостатков, имеют постоянную высокую дисперсию во всем оптич. диапазоне и при заданном пределе разрешения позволяют построить М. с существенно большим выходящим световым потоком, чем призмный М.

Оск. характеристиками М., определяющими выбор параметров его оптич. системы, являются: лучистый поток Φ_λ , проходящий через выходную щель; предел разрешения $\delta\lambda^*$, т. е. наим. разность длин волн, ещё различимая в выходном излучении М., либо его разрешающая способность r , определяемая, как и для любого др. спектрального прибора, отношением $\lambda/\delta\lambda^*$, а также оптимальное отверстие объектива коллиматора A_0 . Разрешающая способность r , ширина выделяемого спектрального интервала $\delta\lambda$ и спектральное распределение энергии излучения, прошедшего через выходную щель, определяют *аппаратную функцию* М., к-рую можно представить как распределение потока лучистой энергии по ширине изобра-

жения входной щели (в плоскости выходной щели), если та освещается *монотропическим излучением*.

Световой поток, выходящий из M , $\Phi_{\lambda} = \tau_{\lambda} \Phi_{\lambda} = \tau_{\lambda} B_{\lambda} S \Omega \delta \lambda$, где τ_{λ} — коэф. пропускания M ; Φ_{λ} — световой поток, попадающий в M ; B_{λ} — спектральная яркость входной щели; S — площадь выходной щели; Ω — телесный угол лучей фокусирующего объектива, сходящихся на выходной щели. Проведение $S \Omega = S_0 \Omega_0$ (индексы 0 относятся к входной щели) при прохождении светового потока через прибор остаётся постоянным (если световые пучки не срезаются к.п. диафрагмами) и наз. геом. фактором прибора. Т. к. $\Omega = \pi d^2 / 4 f^2 = \pi A^2 / 4$, где f, d и A — фокусное расстояние, диаметр и действующее относительное отверстие фокусирующего объектива, а $S = hb$ (h — высота, b — ширина выходной щели), то $\Phi_{\lambda} = (\pi/4) A^2 \tau_{\lambda} B_{\lambda} h b \delta \lambda$.

При определении оптич. условий работы M . существен характер спектра источника света — линейчатый или сплошной, — к-рым освещается входная щель. В первом случае выходящий поток пропорционален ширине выходной щели, во втором случае — квадрату ширины щели b^2 , а также квадрату пропускаемого спектрального диапазона $(\delta \lambda)^2$; при заданном $\delta \lambda$ выходящий поток пропорционален линейной дисперсии M . Объективы M . (коллимирующий и фокусирующий) могут быть линзовыми или зеркальными. Зеркальные объективы пригодны в более широком спектральном диапазоне, чем линзовые, и, в отличие от последних, не требуют перефокусировки при переходе от одного выделяемого участка спектра к другому, что особенно удобно для ИК- и УФ-областей спектра.

Из большого кол-ва существующих оптич. схем M . можно выделить, помимо традиционных (рис. 1), автоколлимирующие (рис. 2), z-образные (рис. 3), схемы с расположением щелей одна над другой либо просто



Рис. 2. Автоколлимирующая схема: 1 — зеркало, вращением которого осуществляется сканирование спектра.

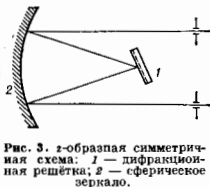


Рис. 3. z-образная симметричная схема: 1 — дифракционная решётка; 2 — сферическое зеркало.

с одной щелью, у к-рой верх. часть служит входной, а нижняя — выходной щелью, и пр. В тех случаях, когда особенно важно избежать попадания в выходную щель M . рассеянного света с длинами волн, далёкими от выделяемого участка спектра (напр., в *спектрофотометрии*), применяют т. н. двойные M ., представляющие собой два M ., расположенных так, что свет, выходящий из первого M ., попадает во второй и выходная щель первого служит входной щелью второго (рис. 4). В зависимости от взаимного расположения диспергирующих элементов в каждом из этих M . различают двойные M . со сложением и с вычитанием дисперсий. Приборы со сложением позволяют не только во много раз снизить уровень рассеянного света на выходе, но и увеличить разрешающую способность M ., а при заданном разрешении — повысить выходящий световой поток (т. е. расширить щели). Двойные M . с вычитанием дисперсий позволяют снизить уровень рассеянного света без увеличения разрешающей способности. В них на выходную щель приходит свет такого же спектрального состава, с каким он вышел из ср. щели. Такие M . менее светосильны, чем M . со сложением дисперсий, однако они позволяют проводить сканирование спектра перемещением ср. щели в пло-

скости дисперсии прибора, что очень удобно конструктивно для спектрофотометров, особенно скоростных.

В ряде случаев, когда необходимо одновременное выделение неск. недалёких узких спектральных интер-

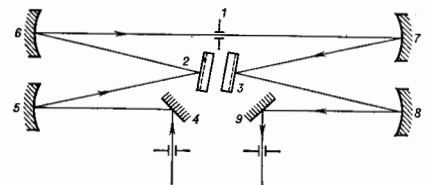


Рис. 4. Двойной монохроматор: 1 — средняя щель; 2 и 3 — дифракционные решётки, вращающиеся на общем основании; 4—9 — зеркала.

валов, применяют простые M . с несколькими выходными щелями, т. н. полихроматоры.

Лит.: Лабораторные оптические приборы, под ред. Л. А. Новичиного, 2 изд., М., 1978; Тарасов К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977; Пейсаховсон И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975. А. П. Гагарин.

МОНТЕ-КАРЛО МЕТОД (метод статистических испытаний) — численный метод решения разл. задач при помощи моделирования случайных событий. В приложении к физике М.-К. м. можно определить как метод исследования физ. процесса путём создания и засплютации стохастич. модели, отражающей динамику данного процесса.

Если физ. процесс описывается k величинами (случайными) p_1, \dots, p_k , к-рые можно рассматривать как элементарные величины с плотностью распределения $F(p_1, \dots, p_k)$, и требуется оценить плотность распределения нек-рой характеристики f данного процесса, являющейся ф-цией переменных, $f = f(p_1, \dots, p_k)$, или совокупности таких характеристик f_1, \dots, f_m , то М.-К. м. состоит в следующем. Создается алгоритм, реализуемый в виде программы на ЭВМ или в виде спец. устройства (электронного, механического или др.). Назначение алгоритма — многократно генерировать набор величин q_1, \dots, q_k с плотностью вероятности F . Процедуру многократного получения набора $\{q_j\}$ наз. моделированием физ. процесса; числа q_j отождествляют с переменными p_j . Для каждого конкретного набора $\{q_j^i\}$ вычисляют величину $f(q_1^i, \dots, q_k^i)$; получив достаточно большое число N наборов $\{q_j^i\}$, можно оценить ср. значение величины f , её дисперсию и поведение ф-ции распределения плотности вероятности. Такой подход наз. в принятом моделировании и процесс описывают одним или неск. ур-ниями (дифференц., интегральными или др.), к-рые решают затем с помощью М.-К. м. С матем. точки зрения обе процедуры эквивалентны вычислению интеграла по нек-рой многомерной области. Кратность вычисляемого интеграла варьируется от 10–20 (в нек-рых задачах физика элементарных частиц) до $\sim 10^8$ (в расчётах на решётке).

М.-К. м. был сформулирован в 1949 в работах Дж. Неймана (J. Neumann), С. Улама (S. Ulam), Н. Метрополиса (N. Metropolis). Предшественник М.-К. м. — статистическое моделирование, известное ещё в 19 в. Классич. примером такого моделирования является игра Бюффона, т. е. получение числа π путём случайного бросания иглы на горизонтальную поверхность, расчерченную сеткой равноотстоящих параллельных линий. С появлением быстройдействующих компьютеров метод обрёл второе рождение и получил в 1949 назв. метод Монте-Карло.

Техника моделирования. Обычно М.-К. м. реализуют в виде программы на универсальной ЭВМ. Ранее

применялись механич. устройства, ныне всё чаще используют спец. моделирующие устройства с применением микропроцессоров. С помощью таких устройств получают ряд результатов в статистич. физике и квантовой теории поля.

Для реализации случайной величины в М.-К. м. традиционно используют датчики, генерирующие случайную последовательность чисел, равномерно распределённых на интервале (0,1). Различают три типа случайных чисел. Истинно случайные числа можно вырабатывать, напр., преобразуя случайные сигналы от радиоакт. источника или от шумового диода. Таким способом можно достаточно быстро получать большие последовательности некоррелированных случайных чисел. В расчётах на ЭВМ используют псевдослучайные числа, получаемые с помощью нек-рого алгоритма. Назначение такого алгоритма — генерировать числа, к-рые похожи на случайные, хотя, строго говоря, они детерминированы. Необходимы спец. исследования и тесты, чтобы убедиться в достаточной случайности таких чисел (равномерность распределения, отсутствие корреляций и пр.). К в а з и с л у ч а й н ы е ч и с л а также получают при помощи нек-рого алгоритма, причём в основу алгоритма закладывают требование равномерного заполнения точками заданного многомерного объёма. Известен ряд алгоритмов, дающих точки, распределённые в гиперкубе более равномерно, чем случайные и псевдослучайные. Следствием лучшей равномерности является более быстрая сходимость результата.

Использование М.-К. м. в физике базируется гл. обр. на возможности его применения для вычисления интегралов, решения интегральных ур-ний и др. Пусть требуется вычислить интеграл $\int_{\Omega} f(x) dx$, где Ω — конечная k -мерная область определения. Алгоритм вычисления в М.-К. м. основан на теореме о среднем: $\int_{\Omega} f(x) dx = V \langle f \rangle$, где V — объём области Ω . Выберем k -мерный параллелепипед с объёмом W , содержащий область Ω , и выберем случайным образом достаточно большое число N точек, равномерно распределённых в этом параллелепипеде. Для M точек, попавших при этом в область Ω , вычислим значение ф-ции f . Оценку интеграла даёт величина

$$I = \frac{M}{N} W \cdot \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M f(x_j) = \frac{W}{N} \sum_{j=1}^M f(x_j).$$

Если в области Ω точки распределены с плотностью вероятности $p(x)$, то, зная объём V , можно получить след. оценку интеграла:

$$I = \frac{V}{M} \sum_{j=1}^M \frac{f(x_j)}{p(x_j)}$$

Алгоритм решения интегрального ур-ния

$$\varphi(x) = \int_{\Omega} K(x,y)\varphi(y) dy + f(x)$$

М.-К. м. таков. Для достаточно широкого класса ядер $K(x,y)$ приближённое решение можно искать в виде суммы

$$\varphi_M(x) = \sum_{j=0}^M \psi_j(x),$$

где

$$\psi_0(x) = f(x) \text{ и } \psi_j(x) = \int_{\Omega} K(x,y)\psi_{j-1}(y) dy.$$

Пусть далее нам нужно найти функционал

$$\Phi = \int_{\Omega} \varphi(x)g(x) dx.$$

Построим стохастич. процесс, соблюдая след. правила. Будем многократно строить цепочки из M случайных

точек. Первая точка x_0 всегда «бросается» в область Ω с плотностью вероятности $f(x)$ (с точностью до нормирующего множителя); переход от точки x_{m-1} к точке x_m определяется плотностью вероятности $K(x_{m-1}, x_m)dx_m$. Можно показать, что матем. ожидание

случайной величины $\Phi_M = \sum_{j=0}^M g(x_j)$ равно искомому

функционалу Φ . Вообще говоря, можно осуществлять переход $x_{m-1} \rightarrow x_m$ с произвольной плотностью вероятности $P(x_{m-1}, x_m)dx_m$. При этом случайная величина, с помощью к-рой оценивается функционал, вычисляется по ф-ле

$$\Phi_M = g(x_0) + \sum_{j=1}^M g(x_j) \frac{\prod_{i=1}^j K(x_{i-1}, x_i)}{\prod_{i=1}^j P(x_{i-1}, x_i)}.$$

При моделировании физ. процесса важно выбрать оптим. ф-цию $p(x)$ (или $P(x_{m-1}, x_m)$). Разработка методов, позволяющих правильно выбрать эти ф-ции, посвящено большому числу работ, связанных с вопросом ускорения сходимости. Перспективным является, напр., адаптивный метод, при к-ром ф-ция $p(x)$ «настраивается» в процессе моделирования на данную подынтегральную ф-цию $f(x)$.

Применения М.-К. м. в нейтронной физике осп. задачами являются моделирование прохождения потока нейтронов в среде, расчёт коэф. размножения нейтронов в ядерной реакторе, расчёт защиты реактора и др. Используют как прямое, так и косвенное моделирование. В первом случае в объёме реактора моделируют набор нек-рого числа нейтронов с заданными скоростями (первое поколение). Для каждого нейтрона прослеживают его судьбу (поглощение, вылет из реактора, деление). Образовавшиеся в результате деления нейтроны — это второе поколение, судьбу к-рых прослеживают аналогично. После моделирования достаточно большого числа поколений можно оценить критичность режима реактора. Метод удобен тем, что позволяет учитывать любую геом. форму реактора, наличие неоднородных примесей и пр. Однако время расчётов может быть существенно больше, чем при косвенном моделировании, когда движение нейтронов описывают интегральным ур-нием переноса. Для решения ур-ния составляют цепь Маркова. Характеристики поведения системы (в т. ч. и коэф. размножения) являются функционалами от состояний этой цепи и могут быть оценены стандартными методами.

В физике элементарных частиц одним из первых применений М.-К. м. было моделирование электронно-фотонных ливней. Успех метода в приложениях к этой задаче определяется тем, что классич. описание процесса, хотя и не представляет принципиальных трудностей, практически бесполезно из-за чрезмерно большого числа переменных. Решение проблемы с помощью М.-К. м. сводится к последоват. моделированию судьбы каждой частицы (гамма-кванта, электрона или позитрона), участвующей в процессе, и моделированию соответств. элементарного акта взаимодействия. При этом возникают параметры вторичных частиц, судьбу к-рых прослеживают аналогично. Имеется ряд прикладных программ, работающих по этому принципу, однако для сверхвысоких энергий (~1 ТэВ) прослеживание всех частиц ливня требует неряльно большого машинного времени.

М.-К. м. используется также при анализе данных, полученных в экспериментах с элементарными частицами. В результате взаимодействия двух частиц образуются ряд вторичных частиц; нек-рые из них нестабильны и распадаются, образуя новые частицы. Весь каскадный процесс описывается совокупностью k пе-

ременных P_1, \dots, P_k . Плотность распределения этих переменных определяется теорией или моделью, используемой для интерпретации данной реакции. Соответств. ф-ла может включать ряд неизвестных параметров h_1, \dots, h_m , для определения к-рых проводят физ. эксперимент. Т. о., полную плотность вероятности можно записать в виде $F(P_1, \dots, P_k; h_1, \dots, h_m)$. С помощью фза. установки (детектора) регистрируют все или некоторые из частей, участвующих в реакции. В каждой конкретной реакции измеряют некие величины u_1, \dots, u_n , являющиеся ф-циями тех же переменных P_i и параметров h_j . Зарегистрировав достаточно большое число событий, можно экспериментально оценить плотность вероятности величин u_i : $p(u_1, \dots, u_n)$ и путём сопоставления этой ф-ции с теоретически предсказываемой определить параметры h_j . Обычно для этого применяют *наименьших квадратов метод* или (в более общем случае) *максимального правдоподобия метод*. При использовании конкретной фза. методики (фотоэмульсия, пузырьковая камера, спектрометр с искровыми, пропорциональными или дрейфовыми камерами) непосредств. результатом эксперимента является проявление ф-ции r на т. и. приборную ф-цию или эффективность $\epsilon(r_1, \dots, r_k)$. Очевидно, что при анализе соответств. распределений необходимо учитывать искажения, вносимые детектором. Общепринятым методом расчёта эффективностей ϵ является М.-К. м.

Моделирование взаимодействий и процесса прохождение вторичных частиц через детектор даёт возможность определять геом. эффективность детектора, т. е. долю регистрируемых событий от их полного числа. Имитация траекторий или сигналов в детекторах (цифровых, черенковских и др.) позволяет производить обратную реконструкцию моделей, событий и сравнивать найденные т. о. кинематич. характеристики с истинными. С помощью такой процедуры определяют разрешающую способность детектора.

В квантовой теории поля М.-К. м. интенсивно используют для расчётов в калибровочных теориях на решётке. Наиб. эффективно применение этого метода к тем явлениям в *квантовой хромодинамике* (КХД), к-рые обусловлены взаимодействием кварков на сравнительно больших расстояниях. Как известно, в КХД с увеличением расстояния растёт и эфф. константа связи, что делает невозможным применение теории возмущений. Одним из осн. средств исследования в т. н. непertурбативной области КХД стал метод численного расчёта на четырёхмерной решётке. В таком подходе используют формулировку КХД с помощью функциональных интегралов, при этом средние по квантовым флуктуирующим полям в каждой точке пространства-времени представлены в виде интегралов. Эти интегралы вычисляют с применением М.-К. м. Точность расчётов улучшается с увеличением размера решётки, однако при этом существенно растёт время, затрачиваемое на вычисления. Даже наиб. мощные ЭВМ способны обеспечить проведение расчётов на решётках лишь сравнительно небольшого размера. Качество скачок в этом направлении возможен при использовании спец. счётных устройств, включающих большое кол-во автономных микропроцессоров. Наиб. интересные результаты: вычисление спектра масс чисто глюонных частиц (глюболов), оценка темп-ры фазового перехода адронной материи в кварк-глюонную плазму и расчёт потенциала взаимодействия в больших расстояниях. Учёт кварков при расчётах на решётке даёт возможность вычислить спектр масс адронов, т. е. почти всех элементарных частиц. Сделанные до сих пор оценки имеют не очень высокую точность.

В статистич. физике использование М.-К. м. имеет свою специфику и тесно переплетается с др. численным методом — *молекулярной динамикой* методом. Одно из направлений в этой области — исследование физики жидкости. Традиц. модель, приме-

няемая для описания жидкости, — система твёрдых сфер либо твёрдых дисков. Обычно исследуют модель, содержащую от неск. десятков до тысячи таких сфер. Варьируя конкретный вид взаимодействия между этими объектами, можно моделировать поведение таких сред, как классич. жидкость, электролиты, раствор или жидкий металл. Методика моделирования плазмы различна для разл. плотности электронов. При высокой плотности (характерной, напр., для белых карликов) электронный газ вырожден и рассматривается как неподвижная среда, в к-рой движутся ионы (однокомпонентная плазма). При меньшей плотности необходимо учитывать поляризацию электронного фона и эффекты экранирования. Поведение такой плазмы исследуют, напр., с помощью модели заряд. твёрдых сфер, движущихся в однородном фоне. М.-К. м. (наряду с *молекулярной динамикой методом*) применяют также для изучения поверхностных валиев в жидкостях.

М.-К. м. даёт возможность практич. исследования фазовых диаграмм смесей и магн. систем. Осн. проблемы в этой области связаны с изучением упорядоченных состояний систем и с определением области устойчивости. Много работ посвящено природе фазовых переходов и поведению системы вблизи критич. точки, а также динамике этого процесса. Чаще всего эти проблемы исследуются на *Изинга модели*.

М.-К. м. применяют также для исследования квантовых жидкостей и кристаллов. С помощью этого метода можно решать ур-ния Шрёдингера и получать точные численные оценки для характеристик осн. состояния бозонной системы.

Важное практич. применение М.-К. м. нашёл в ядерной геофизике. Широкое использование нейтронного и гамма-каротажа при поиске полезных ископаемых делает актуальными задачи переноса излучения в многокомпонентной среде и оценки ф-ции отклика прибора с учётом реальных геологич. и техн. условий измерения. Решение этих задач основано на применении М.-К. м.

В 1980-х гг. прямое статистич. моделирование стало применяться в аэро- и гидромеханике. Типичной задачей в этой области является обтекание тела произвольной геометрии высокоскоростной струёй разреженного газа. Процесс описывается пединейным ур-нием Больцмана, и оценки эксперим. величин (напр., распределение потоков импульса и энергии на поверхности тела) проще получаются с применением М.-К. м.

Лит.: Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений, М., 1967; Соколов И. М., Численные методы Монте-Карло, М., 1973; Брэмманн С. М., Милхаулов Г. А., Статистическое моделирование, 2 изд., М., 1982; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Кройц М., Кварки, глюоны и решетки, пер. с англ., М., 1987.

МОРИНА ТОЧКА — темп-ра T_M , при к-рой в магнитоупорядоченных кристаллах происходит перерождения спинов магнито-активных ионов от одной кристаллич. осн к другой, сопровождаемая переходом кристалла из слабферромагн. в антиферромагн. состояние. Впервые этот переход (переход Морина) наблюдался Ф. Дж. Моринном [1] в природном гематите ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) при понижении темп-ры до $T_M = 260$ К. Гематит имеет ромбодрич. кристаллографич. симметрию и при темп-рах $T < T_M$ является слабым ферромагнетиком (оскоженными антиферромагнетиком) со спинами (магн. моменты ионов), лежащими в базисной плоскости (111). Ниже T_M спины ионов Fe^{3+} перероентируются (см. *Ориентационные фазовые переходы*) к тригональной осн [111] и кристалл становится чистым антиферромагнетиком. Как видно из рис. 1, где представлена температурная зависимость магн. момента слабого ферромагнетика, с приближением к T_M его намагниченность резко уменьшается (небольшой магн. момент остаётся за счёт магнетизма примесей). Величина слабферромагн. момента ($\sim 1 \cdot 10^{-3}$ мБ) мала

по сравнению с полым магн. моментом иона Fe^{3+} (равным $5\mu_B$, где μ_B — магнетон Бора). В работе [2] была предложена модель, объясняющая *слабый ферромагнетизм* небольшой неколлинеарностью (скашиванием) антиферромагн. подрешётки. Теоретич. доказательство существования слабого ферромагне-

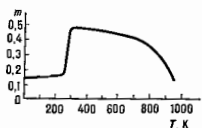


Рис. 1. Температурная зависимость магнитного момента m (в единицах μ_B на молекулу) монокристалла гематита.

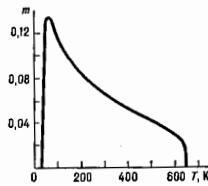


Рис. 2. Температурная зависимость магнитного момента m (в единицах μ_B на молекулу) ортоферита дистрофия ($T_M = 40$ К).

тазма гематита было дано И. Е. Дзюлопским [3] на основе термодинам. рассмотрения фазового перехода при учёте *магнитной симметрии*. Согласно [3], наличие слабого ферромагнетизма гематита выше $M. T.$ и отсутствие его ниже этой точки связано с различием магн. симметрии в этих состояниях. Перестройка *магнитной атомной структуры* при переходе Морина (фазовом переходе 1-го рода) определяется температурной зависимостью констант *магнитной анизотропии*.

Влияние внеш. магн. поля и гидростатич. давления на темп-ру Морина T_M и на характер перехода *слабый ферромагнетизм* → антиферромагнетизм изучено достаточно подробно [4, 5, 6]. Спин-перезориентационные переходы Морина наблюдались также в редкоземельных ортоферритах и ортохромитах [7] (рис. 2).

Лит.: 1) Morin F. J., Magnetic susceptibility of αFe_2O_3 and αFeO_3 with added titanium, «Phys. Rev. Lett.», 1956, v. 78, p. 819; 2) Борова и н.-розови и в А. С., Орлова и М. П., Магнитные свойства карбонатов кобальта и марганца, «ЖРФ», 1956, т. 31, с. 578; 3) Дзюлопский И. Е., Термодинамическая теория «слабого» ферромагнетизма антиферромагнетизма, «НДТФ», 1957, т. 32, с. 1547; 4) Manders P. J., Metamagnetic effects in hematite, «Phys. Mag.», 1968, v. 14, p. 1; 5) Боскани Р. А., Левитин Р. З., Шуров В. А., Магнитоструктура монокристалла гематита в полях до 150 кГ, «НДТФ», 1968, т. 54, с. 790; 6) W a u n e R. C., A n d e r s o n P. D. H., Pressure dependence of the Morin transition in the weak ferromagnet αFe_2O_3 , «Phys. Rev.», 1967, v. 155, p. 496; 7) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979. А. М. Рабичева.

МОТТА ПЕРЕХОД — см. в ст. *Переход металл — диэлектрик*.

МОТТОВСКИЕ ДИЭЛЕКТРИКИ (диэлектрики Мотта — Хаббарда) — кристаллы с диэлектрич. свойствами,

простое к-ры связано не с влиянием периодич. поля кристаллич. решётки (как и обычных диэлектриках или полупроводниках типа Ge и Si), а с сильным межэлектронным взаимодействием. Это состояние реализуется, если характерная энергия межэлектронного (кулоновского) взаимодействия $U = e^2/r$ (r — ср. расстояние между электронами) больше ср. кинетич. энергии электронов, мерой к-рой является ширина разрыхлённой зоны $W = \hbar^2/m^2$ (m — эффективная масса электрона). При $U < W$ пригодна простая зонная диаграмма твёрдого тела (см. *Зонная теория*). Если $U > W$, то ситуация радикально изменяется. Зона может быть заполнена электронами частично, как в *металлах*, однако движение электронов, необходимому для переноса заряда, мешают др. электроны, находящиеся на соседних атомах. Своим отталкиванием они «запирают» (локализуют) каждый электрон на своём атоме и делают вещество диэлектриком. Это имеет место в системе, если $r > a_0$, где a_0 — борковский радиус. Более аккуратный анализ даёт критерий $n^{1/4} a_0 \approx 0,02$, где n — концентрация электронов.

При малой концентрации ($n^{1/4} a_0 < 0,02$) в электроцентриальной системе электроны и дырки образуют связанные состояния — *экситоны* и вещество, лишённое носителей заряда, оказывается непроводящим — диэлектриком. При большей концентрации ($n^{1/4} a_0 > 0,02$) акриновра кулоновского взаимодействия приводит к исчезновению связанных состояний и происходит переход диэлектрик — металл (переход Мотта, см. *Переход металл — диэлектрик*). В 1949 Н. Ф. Мотт (N. F. Mott) объяснил переход кристалла на металл. состоянии в диэлектрическое при изменении давления и темп-ры уменьшением W .

Др. трактовка М. д. основана на использовании дискретной модели, описывающей электроны, перемежающиеся с узла j на узел i кристалла (с матричным элементом перехода t) при отталкивании двух электронов на одном узле (модель Хаббарда). Мерой кинетич. энергии электронов при этом также является ширина электронной зоны $W = 2zt$, где z — число ближайших электронов — соседей. Если в системе имеется один электрон на узел (центр) (концентрация электронов $n = N_{эл}/N_{ат} = 1$) и $W > U$, то вещество будет металлом с наполненной заполненной зоной. Однако при сильном взаимодействии ($U > W$) в осн. состоянии электроны локализованы на своих центрах и вещество оказывается М. д. Чтобы создать в такой системе подвижные носители заряда, надо «пересподать» электрон со «своего» узла на какой-то другой, на к-ром уже есть электрон; на это надо затратить энергию $\sim U$, а выиграть в энергии за счёт делокализации получающихся дырки и лишнего электрона порядка W , так что при $U > W$ это невыгодно, и вещество остаётся диэлектриком со щелью $\sim (U - W)$ (щель Мотта — Хаббарда), хотя с точки зрения обычной зонной схемы оно было бы металлом.

Реально к М. д. принадлежат мн. соединения периодич. и редкоземельных металлов с частично заполненными внутренними d - или f -оболочками. В силу малого радиуса d - и f -орбиталей их перекрытие и матричный элемент перехода малы, и для них легко выполняется условие $U > W$.

В фазе М. д. на центре имеются локализов. электроны, т. е. локализов. магн. моменты. Соответствующие подобные вещества обычно обладают магн. упорядочением, как правило, оно — *антиферромагнетик*. Магн. упорядочение в этом случае обусловлено т. н. *косвенным обменным взаимодействием*; оно возникает при частичной делокализации электронов — виртуальных переходах их на соседние (заятые) центры. Так описывается электронная структура и магн. свойства мн. соединений переходных металлов типа NiO. В непрерывной среде (без учёта периодич. потенциальной решётки) состоянием, родственном М. д., является т. н. *ниггеросовый кристалл*, в к-ром электроны при малой плотности локализованы и образуют кристаллич. структуру с периодом, определяемым их плотностью.

При изменении внеш. условий (давления, темп-ры, состава соединения) в веществах, находящихся в фазе М. д., может произойти переход в металл. состояние. Он может сопровождаться изменениями в кристаллич. структуре и исчезновением магн. упорядочения. Механизм перехода Мотта во многом ответствен за переход металл — диэлектрик в таких веществах, как V_2O_5 , или в парах металлов.

Лит.: Мотт Н. Ф., Переходы металл — изолятор, пер. с англ., М., 1979; Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чулюковский Ф. А., Фазовый переход металл — полупроводник и его применение, Л., 1979; Хомский Д. И., Небольшие электроны в кристаллах, М., 1967. Д. И. Хомский.

МОТТОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — рассеяние, обусловленное взаимодействием спина заряженной частицы с её орбитальным моментом, возникающим при движении в электр. поле рассеивающего центра. Носит имя Н. Ф. Мотта (N. F. Mott), разработавшего релятивистскую теорию рассеяния электронов. Характерной осо-

бенностью $M. p.$ является его асимметрия относительно плоскости, содержащей спина и импульс электрона. Такая асимметрия используется для измерения поляризации электронов (см. ниже).

Пусть в системе покоя электронов, в к-рой определено направление их спинов, движется рассеивающий заряд. Центр со скоростью v . Ток, соответствующий дви-



жению этого центра, создаёт магн. поле $H = E \cdot v/c$, где E — напряжённость электр. поля, создаваемого центром. Т. о., в системе отсчёта, движущихся вместе с электроном, на его спин действует эфф. магн. поле, созданное током, т. е. рассеивающим зарядом. Это приводит к изменению энергии электрона на величину μH , где μ — магн. момент электрона, связанный с его спином s : $\mu = (e/m) \hbar s$ (e, m — заряд и масса электрона).

Пусть две траектории электронов 1 и 2 проходят на мин. расстоянии x от положительно заряженного кулоновского центра C (рис. 1). В зависимости от того, слева ($x < 0$) или справа ($x > 0$) от центра проходит электрон, он рассеивается соответственно направо или налево. Если спин электронов направлен вдоль осей $+y$, их магн. момент μ направлен вдоль $-y$ (т. к. $e < 0$). На спины электронов, движущихся слева и справа от кулоновского центра, действуют противоположно направленные магн. поля, индуцированные движением этого центра. Это приводит к разл. изменению потенц. энергии $\mathcal{E}(x)$ электронов на траекториях 1 и 2 (рис. 1). Для траектории 1 энергия спин-орбитального взаимодействия μH прибавляется к энергии $\mathcal{E}(x)$ эл.-статич. взаимодействия; для траектории 2 вычитается из $\mathcal{E}(x)$. Т. о., суммарная потенц. энергия оказывается нечётной ф-цией. При этом электронам, пролетающим слева от C , соответствует больший рассеивающий потенциал, чем для электронов, пролетающих на том же расстоянии справа от C . Различие в потенциалах приводит к увеличению интенсивности рассеяния вправо по сравнению с интенсивностью рассеяния влево. Очевидно, что при изменении ориентации спинов (или скоростей) на противоположную знак асимметрии изменится.

Асимметрия $M. p.$ приводит к поляризации исходно неполяризованных электронов, рассеиваемых в заданном направлении. При этом поляризация электронов $P = S(\theta)/N$, где N — единичный вектор вдоль нормали к плоскости рассеяния, включающей начальный p и конечный p' импульсы, θ — угол между p и $S(\theta)$ — т. е. ф-ция Шермана (рис. 2). Эта ф-ция определяет степень поляризации электронов: $P = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$, где n_+ и n_- — числа электронов с противоположно направленными спинами. Направо рассеиваются преимущественно электроны со спинами, ориентированными вдоль осей $+y$, налево — вдоль $-y$ [при этом величина $S(\theta)$ для рассеянных налево и направо электронов составляет $+S$ и $-S$]. Эта же ф-ция $S(\theta)$ определяет

величину асимметрии рассеяния частично поляризованных вдоль N электронов: $A = (N_{\downarrow} - N_{\uparrow})/(N_{\downarrow} + N_{\uparrow})$. Здесь N_{\downarrow} и N_{\uparrow} — числа электронов, рассеянных налево и направо. Зная $S(\theta)$ по измеренной величине A , анализируется поляризация электронов P ; на этом принципе работает детектор Мотта. Т. о., анализирующая и поляризующая способности $M. p.$ характеризуются ф-цией Шермана. Зная $S(\theta)$, можно определить поляризацию электронов (с энергией $\mathcal{E} \geq 100$ кэВ), рассеиваемых атомными ядрами на достаточно большие углы, когда можно пренебречь эффектами экранировки кулоновского барьера ядра. Величина S растёт с ростом заряда ядра, степень поляризации электронов, рассеянных на золоте, может достигать 40–50%.

Детектор Мотта используется для калибровки др. поляризац. детекторов. Типичная схема эксперимента с детектором Мотта представлена на рис. 3. Если измеряется поляризация электронов с малой энергией, они предварительно ускоряются до энергии $\mathcal{E} \sim 100$ кэВ с помощью ускорителя 1 и после рассеяния под углом $\theta = +120^\circ$ на золотой фольге 2 регистрируются детекторами 3 и 4. Детектор Мотта использовался при исследовании несохранения чётности при β -распаде ядра, к-рая приводит к возникновению продольной поляризации электронов (вдоль их импульса). Т. к. детектор измеряет только поперечную поляризацию электронов, использовались дополнительные электр. или магн. поля, обеспечивающие относит. разворот векторов импульса и спина электронов.

Для исключения влияния многократного рассеяния электронов на меньшие углы при том же результирующем угле θ необходимо использовать мишени с относительно небольшой плотностью атомов. Так, напр., плотность пучка атомов Hg (мишени) должна соответствовать давлению $p < 10^{-3}$ мм рт. ст.; толщина золотой фольги, используемой в детекторах Мотта, не должна превышать 100 нм.

Лит.: Мотт Н., Мессис Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., [3 изд.], М., 1969. В. Г. Флейшер. **МОЩНОСТЬ** — физ. величина, измеряемая отношением работы к промежутку времени, в течение к-рого она произведена. Если работа производится равномерно, то M определяется ф-лой $N = A/t$, где A — работа, совершённая за время t ; для общего случая $N = dA/dt$, где dA — элементарная работа, производимая за элементарный промежуток времени dt . M в системе СИ измеряется в Вт.

МОЩНОСТЬ ЗВУКА — энергия, передаваемая звуковой волной через рассматриваемую поверхность в единицу времени. Различают мгновенное значение M з. и среднее за период или за длит. время. Наиб. интерес представляет ср. значение M з., отнесённое к единице площади, — т. п. ср. удельная M з., или **интенсивность звука**. Для плоской гармонич. бегущей звуковой волны ср. удельная M з.

$$\omega = \frac{1}{2} \rho_0 v_0^2 = \frac{1}{2} \rho c p_0^2$$

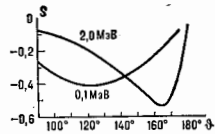


Рис. 2. Функция Шермана для золота при энергии электронов 0,1 МэВ и 2,0 МэВ.

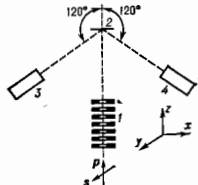


Рис. 3. Схема детектора Мотта: 1 — ускоритель; 2 — золотая фольга; 3, 4 — счётчики электронов.

где P_0 и v_0 — амплитуды звукового давления и колебательной скорости частиц, ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней. Величина w — важная характеристика акустич. излучателя. М. з. в системе СИ измеряется в Вт, в системе СГС — в эрг/с ($1 \text{ Вт} = 10^7 \text{ Дж/с} = 10^7 \text{ эрг/с}$). Удельная М. з. измеряется соответственно в Вт/м² и в эрг/с·см²; на практике при оценке свойств УЗ-излучателей пользуются единицей Вт/см².

МУЛЬТИВИБРАТОР (от лат. multum — много и vibro — колеблю) — электронное устройство с двумя metastабильными состояниями, к-рым соответствуют два различных значения напряжения (или тока) и к-рые периодически скачкообразно сменяют друг друга за счёт положительной обратной связи. М. генерирует периодический сигнал прямоугольной формы, в спектре к-рого содержится много гармоник (см. Фурье анализ). Если интервалы времени, соответствующие различным состояниям, одинаковы, М. называют симметричным, иначе — несимметричным. Названные интервалы времени определяются временем зарядки и (или) разрядки конденсаторов (одного или двух), входящих в схему. М. может быть построен на операционных усилителях, транзисторах биполярных и полевых транзисторах, компараторах и др. электронных приборах.

В схеме симметричного М. (рис. 1) операционный усилитель (ОУ) осуществляет сравнение напряжения U_C на конденсаторе C и напряжения U с делителя, образо-

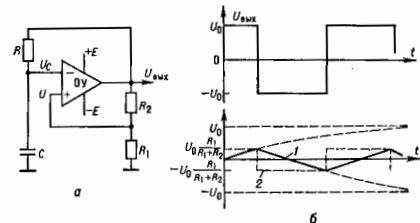


Рис. 1. Симметричный мультивибратор на операционном усилителе: а — схема; б — временные диаграммы напряжений; 1 — напряжение U_C ; 2 — напряжение U .

ванного резисторами R_1 и R_2 . Напряжение $U_{\text{вых}}$ на выходе ОУ пропорционально разности напряжений между его входами $\Delta U = U - U_C$. Из-за того, что часть выходного напряжения через делитель поступает на вход ОУ, в схеме образуется положительная обратная связь. Если в нек-рый момент времени разность ΔU станет положительной (напр., вследствие флуктуаций), то положительная обратная связь приведет к лавинообразному нарастанию напряжения. Его увеличение прекратится, когда $U_{\text{вых}}$ достигнет своего максимального возможного значения U_0 , близкого к положительному напряжению питания $+E$. При этом напряжение U будет равно $U_0 R_1 / (R_1 + R_2)$. Такое состояние системы сохранится до тех пор, пока напряжение U_C на конденсаторе, заряжающемся через резистор R_3 , не превысит значения $U = U_0 R_1 / (R_1 + R_2)$. Как только разность ΔU станет отрицательной, напряжение $U_{\text{вых}}$ близкого к отрицат. напряжению питания $-E$. Напряжение U станет равным $-U_0 R_1 / (R_1 + R_2)$ и конденсатор начнет разряжаться. Когда напряжение U_C сравняется с $U = -U_0 R_1 / (R_1 + R_2)$, выходное напряжение снова скачком увеличится до значения U_0 и т. д. Время зарядки и разрядки конденсатора одинаково и пропорционально RC .

Несимметричный М. (рис. 2) работает аналогичным образом, но благодаря диодам D и D' конденсатор за-

ряжается и разряжается через разные резисторы (R и R'), поэтому время зарядки и разрядки различно.

Др. распространенная схема М. представляет собой два усилительных транзисторных каскада, охваченных перекрестной положительной обратной связью через конденсаторы C_1 и C_2 (рис. 3). Благодаря этой связи состояния, когда оба транзистора T_1 и T_2 закрыты (ток коллектора близок к нулю, напряжение на коллекторе близко к напряжению питания E) или открыты (напряжение на коллекторе близко к нулю), неустойчивы. Любое изменение напряжения на кол-

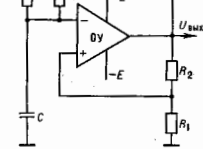


Рис. 2. Несимметричный мультивибратор на операционном усилителе.

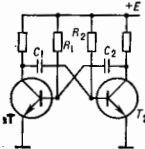


Рис. 3. Мультивибратор на биполярных транзисторах.

лекторе (или тока базы) одного из транзисторов лавинообразно нарастает и завершается открыванием одного из транзисторов и закрыванием другого. Такое состояние сохраняется в течение времени перезарядки конденсатора, подключенного к базе закрытого транзистора. По истечении этого интервала, пропорционального $R_2 C_2$ или $R_1 C_1$, открытое состояние транзистора скачком изменяется на закрытое, и наоборот. Такой процесс смены состояний периодически повторяется.

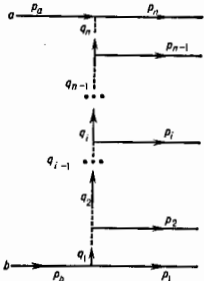
В практич. схемах М. скорость перехода между состояниями ограничена наличием паразитных емкостей схемы и конечным быстродействием применяемых электронных приборов. М. широко используются в радиообразных устройствах радиотехники в качестве генераторов прямоугол. импульсов для создания пилообразного напряжения (см. Генератор пилообразного напряжения) и т. п. Для получения одиночных импульсов заданной длительности и импульсов, синхронных с др. импульсными сигналами, применяются т. н. ждущие М. (см. Одновибратор).

Лит.: Титце У., Шенк К., Полупроводниковая схемотехника пер. с нем., М., 1982. А. В. Степанов.

МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

— модели множественных процессов, в к-рых вторичные частицы (или группы частиц) с 4-импульсами p_i рождаются в узлах мультипериферич. пенечки в результате обмена виртуальными частицами с 4-импульсами q_i (рис.) [1, 2]. Наб. популяриям модели М. в., в к-рых обмен осуществляется ионами и легкими резонансами (ρ, ω, f), а также учитывается возможность образования кластеров — фэйрболов [3, 4]. При использовании этих моделей для анализа множеств. процессов в узлах мультипериферич. пенечки допускать рождение легких резонансов и учитывать обмен не только пионной, но ρ -, ρ' -, ω -, f - и A_2 -траекториями Редже (см. Редже полюсов метод). Для описания корреляций вторичных частиц необходимо было ввести ветвле-

Диagramma мультипериферического взаимодействия: а, б — первичные частицы; p_n , p'_n — их 4-импульсы.



ние печенок и сделать их усиленными, т. е. окружить вершины доплотить померонными обменами (с. *Поме-ром*). Всё это привело к появлению большого числа параметров в модели [4].

Наиб. полно была разработана модель М. в. с учётом образования фибрилов, в к-рой обман осуществляется пронами [3]. Её осн. параметры определялись из сравнения с данными по полным сечениям nN -и NN -взаимодействий (1973). На основе этой модели на ЭВМ были получены наборы (наиграп баню) «искусств. событий» для nN -и NN -взаимодействий в интервале энергий (в лаб. системе) от 28 до 400 ГэВ, к-рые использовались для сравнения с эксперим. данными, как имевшимися в то время, так и появляющимися впоследствии. Расхождение всюду не превыало 10–15%. В результате были описаны осн. характеристики одностепенных и двухчастичных инклюзивных процессов в интервале энергий от 5 до 63 ГэВ в системе центра инерции: *масштабная инвариантность*, понижение инвариантных сечений в области фрагментации, обильное рождение резонансов, корреляции по *быстротам* и *аллугатуральным корреляциям* [2–5].

В развитых позднее партоновых представлениях о динамике сильного взаимодействия (см. *Партоны*) широко используются общие черты кинематики М. в. [1, 2].

Лит.: Никитин Ю. П., Розенталь В. Л., Теория множественных процессов, М., 1976; 2) Гринши В. Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, М., 1982; 3) Фейнберг Е. Д., Термодинамические фибрилы, «ФФН», 1983, т. 139, с. 37; 4) Дин Е. М., Рыськин М. Г., Возможность постоянного полного сечения в мультипериферических моделях, «ЯФ», 1973, т. 11, с. 388; 5) Дин Е. М., Рыськин М. Г., Корреляции по быстротам в мультипериферическом подходе при учете ветвления, «ЯФ», 1975, т. 21, с. 398. В. Г. Грышин.

МУЛЬТИПЛЕКСНАЯ ГОЛОГРАФИЯ (от лат. *multiplex* — многократный, многообразный) — метод регистрации объемных изображений, включающий фотот. стёмку разл. ракурсов объекта (РО) с последующей записью *голограмм* этих ракурсов на одном носителе; даёт возможность регистрации и воспроизведения объёмных изображений объектов, прямое голографирование к-рых либо затруднено, либо невозможно осуществить в связи с их большими размерами или нестабильностью.

На первом этапе голографирования производится фото- или киносёмка РО за счёт отнесит. перемещения камеры и объекта. Затем либо с использованием обратных, либо за счёт перенатки получают плёнку с позитивными изображениями РО. На втором этапе производится голографич. регистрация этих изображений. При восстановлении голограмм возникает совокупность изображений РО; лучи лучей, строящие эти изображения, пространственно организованы таким образом, что каждый глаз наблюдателя видит только одно ракурсное изображение. Изменяя положение глаза, можно видеть разл. РО; при наблюдении обоими глазами возникает эффект объёмности.

Регистрация голограмм ракурсных изображений осуществляется тремя способами. Согласно 1-му способу, на одном и том же участке фоточувствит. среды производится последоват. запись голограмм сфокусиров. изображений РО. Пространственное разнесение зон видения изображений разл. РО производится за счёт изменения угла между объектами и опорным лучами при переходе от записи одной голограммы к записи последующей. Осн. недостатком данного способа является то, что с увеличением числа РО, к-рые необходимо зарегистрировать на голограмме, падает дифракц. эффективность последней, т. к. на одном и том же участке светочувствит. материала происходит некогерентное сложение голограмм.

При использовании 2-го способа этот недостаток исключается благодаря тому, что регистрация голограмм ракурсных изображений осуществляется на смежных участках светочувствит. материала в виде полосок шириной 2–5 мм. При восстановлении такой голо-

граммы каждый ракурс виден через соответствующую полоску. Недостатком 2-го способа является то, что для восстановления изображений необходимы точечные источники монохроматич. излучения, т. к. при использовании этого способа регистрируются *Френеля голограммы* или *Фурье голограммы*. Для того чтобы восстанавливать изображение полихроматич. источником, проводят дополнит. операцию, к-рая заключается в записи голограммы сфокусиров. изображений, восстановленных голограммой, полученной на первом этапе. Но т. к. запись голограмм изображений РО производится одновременно, то не происходит падения дифракц. эффективности, присущего 1-му способу.

3-й способ в отличие от 2-го является одностепенным, голограммы РО регистрируются на отд. участках светочувствит. материала в виде узких полосок шириной 0,3–0,5 мм. Голограмма может восстанавливаться источником полихроматич. излучения. Такая возможность возникает благодаря тому, что при использовании астигматич. оптич. системы голограмма каждого ракурса является в плоскости дисперсии голограммой сфокусиров. изображений, а в плоскости, перпендикулярной плоскости дисперсии, осевой голограммой Фурье. Обычно такие голограммы регистрируются на плёнке, к-рая затем сворачивается в виде цилиндра и подсвечивается сверху или снизу с помощью небольшой лампочки. Наблюдатель видит изображение объекта внутри цилиндра. Поворачивая цилиндр вокруг оси или обходя его, можно рассматривать изображение объекта со всех сторон.

Лит.: Кольвер Р., Беркхарт К., Дин К., Дин Л., Оптическая голография, пер. с англ., М., 1973; Redman J. D., Novel applications of holography, «J. Sci. Instr.», 1968, v. 1, p. 821; De Bitetto, Holographic panoramic stereograms synthesized from white light recording, «Appl. Opt.», 1969, v. 8, p. 1740; Гальперн А. Д., Врун В. П., О регистрации композиционных голограмм Френеля, «Оптика и спектр», 1980, т. 48, с. 1177. А. Д. Гальперн.

МУЛЬТИПЛЕТНОСТЬ — число $2S+1$ возможных ориентаций в пространстве полного спина атомной системы (где S — спиновое квантовое число системы). В случае LS -спина (нормальный спин, см. *Связь векторов*) при $L \geq S$ (L — орбитальное квантовое число) М. равна числу возможных ориентаций в пространстве полного момента J атомной системы (т. е. кратности вырождения уровня энергии). При $L < S$ число возможных ориентаций J равно $2L+1$, однако и в этом случае М. числ. $2S+1$.

М. определяет расщепление уровня энергии на компоненты. Это расщепление обусловлено релятивистскими эффектами в атомной системе (гл. обр. *спин-орбитальным взаимодействием*), наз. тонким или мультиплетным и определяется правилом интервалов Ланде. При $2S+1 = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ уровни энергии соответственно наз. синглетными, дублетными, триплетными, квартетными, квинтетными и т. д. Значения М. указывают слева вверху от полного обозначения уровня энергии: $2S+1L_J$.

М. атомных систем определяется числом электронов в незаполненных оболочках, т. к. для замкнутых оболочек $S = 0$. Так, для атома Н и атомов щелочных элементов (один электрон во внеш. оболочке) возможны только дублетные состояния, т. к. для таких атомов $S = 1/2$, для атомов щёлочноземельных элементов (два электрона во внеш. оболочке) — синглетные ($S = 0$, спины электронов антипараллельны) и триплетные ($S = 1$, спины электронов параллельны) состояния. Их обозначают:

$$^1S_0, ^1P_1, ^1D_2, ^3S_1, ^3P_{0,1,2}, ^3D_{1,2,3}$$

В случае LK -, JK - и jj -связи обозначения уровней энергии имеют более сложный вид. Так, для двухэлектронной конфигурации $n_1 n_2 l_1 l_2$ соответственно уровни $L[K]$ имеют вид

$$S\left[\frac{1}{2}\right]_{0,1}, P\left[\frac{1}{2}\right]_{0,1}, P\left[\frac{3}{2}\right]_{1,2}, D\left[\frac{3}{2}\right]_{1,2}, D\left[\frac{5}{2}\right]_{2,3};$$

уровни $\{K\}J$:

$$\frac{1}{2} \left[\frac{1}{2} \right]_{0,1}, \frac{3}{2} \left[\frac{1}{2} \right]_{0,1}, \frac{1}{2} \left[\frac{3}{2} \right]_{1,1}, \frac{3}{2} \left[\frac{3}{2} \right]_{1,1}, \frac{3}{2} \left[\frac{5}{2} \right]_{2,2};$$

уровни $\{J_1 J_2\}J$:

$$\left[\frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right]_{0,1}, \left[\frac{1}{2}, \frac{3}{2} \right]_{1,1}, \left[\frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right]_{1,1}, \left[\frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right]_{0,1,2,2}.$$

Для химически устойчивых молекул, имеющих, как правило, чётное число электронов, характерны M . $2S + 1 = 1$ для основного и $2S + 1 = 1$ и $2S + 1 = 3$ для возбуждённых состояний. В. П. Шелезко.

МУЛЬТИПЛЕТЫ частиц — группы элементарных частиц (дублеты, триплеты, октеты, декуплеты и др. объединения частиц с большим числом составляющих), обладающих одинаковым спином, а в случае, когда они образованы адронами, также и одинаковой вращательностью. Частицы, входящие в M , как правило, имеют близкие по значению величины масс. Существование M является отражением наличия определённых свойств симметрии и взаимодействий элементарных частиц. Математически симметрия проявляется в инвариантности (обычно приближённой) взаимодействий частиц относительно преобразований, принадлежащих тем или иным группам, напр. группе $SU(2)$ (группе изотопической инвариантности), группе $SU(3)$ (группе т. н. унитарной симметрии), группе $SU(2)_v$ (группе слабого изоспина) и др. Мультиплеты объединяют частицы, k -ые по своим трансформ. свойствам принадлежат одному из неприводимых представлений группы (отсюда точно фиксированное число частиц, входящих в M , зависящее от типа группы). Соответственно говорят об изотопич. мультиплетах, унитарных мультиплетах и т. п. Приближённый характер симметрии обуславливает различие масс частиц, входящих в M . Чем сильнее нарушена симметрия, тем больше отличаются по массам отд. компоненты M . В теории элементарных частиц обсуждаются симметрии (сильно нарушенные при небольших энергиях), отвечающие великому объединению взаимодействий, M , связанные с соответствующими группами $[SU(5), SO(10)$ и др.], содержат в своём составе частицы, обладающие как сильными, так и электрослабыми взаимодействиями. Массы частиц в таких M могут различаться очень сильно. Обсуждается также существование (при очень высоких энергиях) суперсимметрий. Неприводимые представления групп, отвечающих суперсимметрии, описывают частицы разных спинов (целых и полуцелых). В этой связи можно говорить о супермультиплетах. Простейший супермультиплет такого типа содержит частицы со спином J (дважды), $J - 1/2$, $J + 1/2$. Эти частицы могут заметно различаться по массам. А. А. Комаев.

МУЛЬТИПОЛИ (от лат. multum — много и греч. polos — полюс) — определённые конфигурации точечных источников (зарядов). Простейшими примерами M служат: точечный заряд — M нулевого порядка; два противоположных по знаку заряда, равных по абс. величине, — диполь, или M 1-го порядка; 4 одинаковых по абс. величине заряда, размещённых в вершинах параллелограмма, так что каждая его сторона соединяет заряды противоположного знака, — квадруполь, или M 2-го порядка. Название M включает обозначение числа зарядов (на греч. языке), образующих M , напр. октоуполь (окту — 8) означает, что в состав M входит 8 зарядов. Выделение таких конфигураций связано с описанием полей от сложных, ограниченных в пространстве систем источников. На больших расстояниях (для статич. полей, значительно превышающих размеры системы источников) поле от таких систем устроено относительно просто и может быть описано как суперпозиция полей нек-рого числа M . Это тл. физ. основание для введения понятия M . Осн. характеристика M — мультипольный момент, k -ый позволяет однозначно связать поля M с полями сложных систем

источников на больших расстояниях. Эта связь приводит к упрощениям широкого класса задач, т. к. поля M относительно просты в силу повш. симметрии относительно вращений и перестановок зарядов мультипольных конфигураций.

Введение мультипольного момента основано на доволно простых соображениях, к-рые удобно проиллюстрировать на примере статич. элетрич. полей, создаваемых системой точечных зарядов e_i . В системе координат с центром, расположенным где-нибудь внутри системы зарядов, положения зарядов характеризуются радиус-векторами r_i (i — номер заряда). Потенциал этой системы зарядов в точке R определяется суммой потенциалов всех частиц:

$$\varphi(R) = \sum_i \frac{e_i}{|R - r_i|}.$$

Если интересующая нас точка R значительно удалена от системы зарядов, т. е. $|r_i|/|R| \ll 1$, то потенциал можно разложить в *Тейлора ряд* по степеням этого отношения:

$$\varphi(R) = \varphi^{(0)} + \varphi^{(1)} + \dots + \varphi^{(l)} + \dots;$$

$$\varphi^{(l)} = \frac{1}{l!} \sum_i e_i r_i^\alpha r_i^\beta \dots r_i^\lambda \frac{\partial^l}{\partial R_\alpha \partial R_\beta \dots \partial R_\lambda} \frac{1}{R},$$

где $\alpha, 1, 2, 3$ — нумеруют компоненты соответствующих векторов; по повторяющимся α ; производится суммирование. Такое разложение потенциала наз. разложением по M . или мультипольным разложением. В нулевом приближении

$$\varphi(R) = \varphi^0 = \frac{q}{R},$$

т. е. $\varphi^{(0)}$ совпадает с потенциалом точечного заряда q , равного суммарному заряду системы. Величина $\sum_i e_i$ — мультипольный момент нулевого порядка — полностью определяет в этом приближении потенциал поля на больших расстояниях.

Следующий член разложения

$$\varphi^{(1)} = \sum_i e_i r_i \frac{n}{R^2}.$$

Здесь n — единичный вектор, направленный вдоль R . Величина $d = \sum_i e_i r_i$, определяющая (если $q = 0$) потенциал в 1-м порядке, наз. *дипольным моментом* системы зарядов или мультипольным моментом 1-го порядка. Т. о., характеризируя потенциал (или поле) в 1-м порядке, можно заменить систему зарядов точечным зарядом q и диполем с дипольным моментом d . След. член разложения $\varphi^{(2)}$ после нек-рых преобразований записывается в виде

$$\varphi^{(2)} = \frac{D_{ab} n_a n_b}{2R^3},$$

где $D_{ab} = \sum_i e_i (3r_i^a r_i^b - |r_i|^2 \delta_{ab})$ (или $Q_{ab} = D_{ab}/6$) наз. *квадрупольным моментом* системы зарядов (δ_{ab} — *Кronecker символ*).

Общий член разложения потенциала определяется неприводимым тензором l -го ранга

$$d_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_l} = \sum_i e_i r_i^{\alpha_1} r_i^{\alpha_2} \dots r_i^{\alpha_l},$$

k -ый наз. 2^l -польным моментом системы зарядов, l — порядок M . Тензор 2^l -польного момента симметричен по всем индексам и обращается в нуль при сворачивании по любой паре индексов. Общий член раз-

ложения потенциала имеет более компактную форму при разложении $\Phi(R)$ по сферическим функциям:

$$\Phi^{(l)} = \frac{1}{R^{2l+1}} \sum_{m=-l}^l \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Q_m^{(l)} Y_m^*(\theta, \varphi),$$

$$Q_m^{(l)} = \sum_{i=1}^N e_i r_i^l \sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} Y_{lm}(\theta_i, \varphi_i),$$

где Y_{lm} , Y_{lm}^* — сферич. ф-ции, θ , φ и θ_i , φ_i — полярный и азимутальный углы, образуемые векторами R и r_i с осями координат. Приведенная форма разложения отличается от исходного вида Тейлора только перегруппировкой слагаемых и введением сферич. ф-ций, поэтому совокупность $2l+1$ независимых величин $Q_m^{(l)}$ также наз. 2^l -польным моментом. Если все предыдущие моменты равны нулю, 2^l -польный момент не зависит от выбора начала системы координат.

Полученные соотношения позволяют дать более общее определение M , порядка l как системы зарядов, для k -рой мультипольный момент порядка l отличен от нуля, а все остальные мультипольные моменты равны нулю. Потенциал статич. поля M , порядка l убывает на бесконечности как $R^{-(l+1)}$. Такой характер спадания математически объясняется тем, что потенциал складывается в ряд по обратным степеням R , а физический смысл связан с интерференцией полей от отд. зарядов, входящих в M . Кроме этого, M обладает специфич. угл. зависимостью, определяемой l -й сферич. ф-цией. Характер убывания поля вдали от сложной системы зарядов позволяет заменить её совокупность M , соответствующего порядка (с соответствующими значениями мультипольных моментов).

Более аналогично мультипольное разложение можно вести для статич. магн. полей, создаваемых системой стационарных токов. Для этого необходимо провести разложение векторного потенциала магн. поля:

$$A = \frac{1}{c} \sum_i \frac{e_i v_i}{|R-r_i|},$$

v_i — скорость движения i -го заряда. В отличие от случая статич. электрич. полей, разложение потенциала статич. магн. поля начинается с дипольного вклада, т.к. магн. зарядов нет (магнитные монополи пока не обнаружены). Для первого члена разложения получим

$$A^{(1)} = \frac{[MR]}{R^3},$$

где $M = \frac{1}{2c} \sum_i e_i [r_i v_i]$ — магнитный момент системы.

След. члены разложения получаются аналогично. Общий член разложения векторного потенциала выражается через шаровые ф-ции.

Для непрерывных ограниченных распределений зарядов (источников и стоков) в приведенных выше ф-лах \sum заменяется объемным интегралом от соответствующей плотности заряда (тока).

Разложение по M , широко используется не только в задачах электро- и магнетостатики, но и в др. областях физики, напр. в акустике и общей теории относительности.

M , применяют также и для исследований полей излучения систем движущихся зарядов (или переменных источников и стоков). Малым параметром, позволяющим описывать поле излучения упрощенным образом, служит отношение размеров области L , в k -рой движутся заряды, к длине излучаемой волны λ ($L \ll \lambda$). Такое поле излучения можно представить как суперпозицию полей M с переменными во времени мультипольными моментами. В этом случае возникают три физических различных семейства M — магн. M ., определяемые по-

перечными токами, электрич. M ., подразделяющиеся на торсионные [определяемые продольными (радиальными) токами] и зарядовые M ., аналогичные обычным эл.-статич. (скалярным) M . (подробнее см. *Мультипольное излучение*).

Лит.: Л а в д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; А х и с с е р А. И., Е с е р с т е ц к и я В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981.

А. В. Тур, В. В. Лносский.

МУЛЬТИПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение, обусловленное изменением во времени мультипольных моментов системы. Излучение огранич. систем источников представляет собой расходящиеся сферич. волны, так или иначе промодулированные по угл. переменным. Его анализ естеств. образом приводит к разложению излучаемого поля по полному набору сферических функций, обладающих определ. угл. зависимостью. При этом сама система источников, описываемая ф-циями координат (r) и времени (t), может быть представлена в виде набора вполне определ. конфигураций излучателей — мультиполей. Отд. мультиполи как источники излучения характеризуются только ф-циями времени — мультипольными моментами. Их зависимость от времени связана как с внутр. динамикой системы, так и с перем. внеш. воздействиями. Представление излучаемого системой поля в виде суперпозиции полей отд. мультиполей плодотворно не только в прямых задачах исследования поля излучения сложных источников, но и в обратных задачах восстановления свойств источников по характеристикам их излучения.

В электродинамике излучение воли или, в общем случае, генерация перем. эл.-магн. полей $E = -\nabla\phi - \dot{A}/c$ и $B = [\nabla A]$ обусловлены нестационарностью плотности электрич. заряда $\rho(r, t)$ и тока $j(r, t)$. В вакууме эти поля описываются волновыми ур-ниями

$$\Delta A - \frac{1}{c^2} \ddot{A} = -\frac{4\pi}{c} j, \quad \Delta \phi - \frac{1}{c^2} \ddot{\phi} = -4\pi\rho. \quad (1)$$

Здесь векторный A и скалярный ϕ потенциалы подчинены условию калибровки Лоренца $\nabla A + \dot{\phi}/c = 0$ (см. *Градиентная инвариантность*), точка обозначает $\partial/\partial t$, используется Гаусса система единиц. Фурье преобразование ур-ний (1) по времени $[A(r, t) \rightarrow A(r, \omega) \exp(-i\omega t)]$ и т.д.] приводит к неоднородным Гельмгольца уравнениям

$$\left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2}\right) A(r, \omega) = -\frac{4\pi}{c} j(r, \omega); \quad \left(\Delta + \frac{\omega^2}{c^2}\right) \phi(r, \omega) = -4\pi\rho(r, \omega). \quad (2)$$

Решение ур-ний (2) (при условии излучения — уходящие волны при $r \rightarrow \infty$, см. *Волномерфеда условия излучения*) для фурье-образов потенциалов вне источников, занимающих конечную область пространства в окрестности точки $r = 0$, представляется в виде [без множителя $\exp(-i\omega t)$]:

$$\phi(r, \omega) = 4\pi i \left(\frac{\omega}{c}\right) \sum_{l,m} P_{lm} h_l \left(\frac{r\omega}{c}\right) Y_{lm}(\theta), \quad (3)$$

$$A(r, \omega) = 4\pi i \left(\frac{\omega}{c^2}\right) \sum_{l,m} [n_{lm} N_{lm}(r) + m_{lm} M_{lm}(r) + c P_{lm} L_{lm}(r)]. \quad (4)$$

Здесь фурье-компоненты скалярных P_{lm} , электрич. n_{lm} и магн. m_{lm} мультипольных моментов определяются след. интегралами по области, занятой источниками:

$$P_{lm} = \int \rho(r, \omega) j_l \left(\frac{r\omega}{c}\right) Y_{lm}^*(\theta) d^3r, \quad (5)$$

$$n_{lm} = \int j(r, \omega) \tilde{N}^*(r) d^3r, \quad (6)$$

$$m_{lm} = \int j(r, \omega) \tilde{N}_{lm}^*(r) d^3r. \quad (7)$$

В ур-нии (3) фигурирует сферич. ф-ция

$$Y_{lm}(n) = (-1)^{\frac{m+|m|}{2}} i^{|m|} \sqrt{\frac{(2l+1)l!(l-|m|)!}{4\pi(l+|m|)!}} P_l^{|m|}(\cos\theta) \exp(im\varphi),$$

ортономированные интегралом по сфере единичного радиуса:

$$\int Y_{lm} Y_{l'm'}^* d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'},$$

где θ, φ — полярный и азимутальный углы направления $n = r/r, P_l^{|m|}$ — присоединённые полиномы Лежандра, $\delta_{ll'}$ — Кронекера символ (звёздочка означает комплексное сопряжение). Они являются собственными функциями операторов \hat{L}^2 и \hat{L}_z :

$$\hat{L}^2 Y_{lm} = l(l+1) Y_{lm}, \quad \hat{L}_z Y_{lm} = m Y_{lm},$$

где $\hat{L} = -i[r\nabla]$ — оператор орбитального момента импульса, ось z — заданное направление в пространстве, $\cos\theta = n_z, -l \leq m \leq l$ и $|m|$ — натуральные числа. В (3) и (5) входит сферич. ф-ция Ганкеля h_l (с особенностью в нуле) и регулярная (без особенностей в нуле) сферич. ф-ция Бесселя j_l (см. *Цилиндрические функции*). Величины

$$N_{lm}(r) = -i \left(\frac{c}{\omega}\right) [\nabla M_{lm}(r)], \quad \tilde{N}_{lm}(r) = -i \left(\frac{c}{\omega}\right) [\nabla \tilde{M}_{lm}(r)],$$

$$M_{lm}(r) = h_l \left(\frac{r\omega}{c}\right) X_{lm}(n), \quad \tilde{M}_{lm}(r) = j_l \left(\frac{r\omega}{c}\right) X_{lm}(n),$$

определяющие электр. и магн. мультипольные поля, выражаются через ортономированные векторные сферич. ф-ции

$$X_{lm}(n) = [l(l+1)]^{-1/2} \hat{L} Y_{lm}(n), \quad (8)$$

к-рые являются собств. ф-циями операторов $[\hat{L}^2, \hat{L}_z, \hat{S}^2, \hat{J}^2$ и \hat{J}_z , отвечающими собственным значениям $l, l(l+1), s(s+1), j(j+1)$ и m соответственно. Оператор полного момента импульса $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$ включает оператор спина фотона \hat{S} , к-рый действует на векторную ф-цию $a(r)$ по правилу $\hat{S}_{pq} a_q = -i \epsilon_{pqr} a_k$, где ϵ_{pqr} — Леви-Чивиты символ, числа p, q, k принимают значения 1, 2, 3 (но k — суммирование). Для ф-ций (8) $s = 1$, а собств. значения операторов \hat{L}^2 и \hat{J}^2 совпадают: $j = l$. Величины

$$L_{lm} = -i \left(\frac{c}{\omega}\right) \nabla \left[h_l \left(\frac{r\omega}{c}\right) Y_{lm}(n) \right] -$$

продольные «мультипольные потенциалы», к-рые в пункте не дают никакого эл.-магн. поля (в силу его ненулевой спиральности), но сохранены в (4) для полноты разложения.

Используя соотношения

$$\nabla N_{lm} = 0, \quad [\nabla N_{lm}] = -i \left(\frac{\omega}{c}\right) M_{lm},$$

$$\nabla M_{lm} = 0, \quad [\nabla M_{lm}] = i \left(\frac{\omega}{c}\right) N_{lm},$$

$$\nabla L_{lm} = i \left(\frac{\omega}{c}\right) Y_{lm}, \quad [\nabla L_{lm}] = 0,$$

находим фурье-образы электр. и магн. полей $M. и.:$

$$E(r, \omega) = -\frac{i\pi\omega^2}{c^2} \sum_{l,m} [n_{lm} N_{lm}(r) + m_{lm} M_{lm}(r)], \quad (9)$$

$$B(r, \omega) = \frac{i\pi\omega^2}{c^2} \sum_{l,m} [n_{lm} M_{lm}(r) - m_{lm} N_{lm}(r)].$$

Т. о., вне источников (т. е. в области, где $j = 0, \rho = 0$) поля $M. и.$ распадаются на два типа — электрического

(в них магн. поле перпендикулярно, поскольку $M_{lm}(r)$ и магнитного (в них поперечно электр. поле). О первых слагаемых (в (9), отвечающих состоянию поля с полным моментом $j = l$ и чётностью $(-1)^l$), говорят как об электр. 2^l-польных фотонах, а о вторых слагаемых в (9) с моментом $j = l$ и чётностью $(-1)^{j+1}$ — как о магн. 2^l-польных фотонах. Соответствующие фурье-амплитуды полей этих двух типов задаются набором фурье-компонентов мультипольных моментов $n_{lm}(\omega)$ и $m_{lm}(\omega)$, к-рые определяются свойствами системы или индуцируются внеш. полями (телами).

Мультиполи наз. внешними, если их поля рассматриваются во внешней (по отношению к источникам) области, и внутренними — при рассмотрении их полей внутри системы, но в области, свободной от источников. В области, завитой источниками, такое простое представление невозможно, поскольку амплитуды полей (3), (4) зависят от координат и, кроме того, существенно наличие продольных «мультипольных потенциалов» $4\pi i(\omega/c) r_{lm} L_{lm}$. Более того, величины (5) — (7) не дают полного описания распределения зарядов и токов в источнике и особенностей их взаимодействия с внеш. полем; в общем случае необходимо ещё задание т. в. $(2l+1)$ -степенных радиусов распределения плотности заряда и тока. Последние определяются интегралами вида

$$r_q^{2n} = Q^{-1} \int \rho(r, \omega) r^{2n} d^3r \text{ — для заряда } (q),$$

$$r_d^{2n+1} = Q^{-1} \int \rho(r, \omega) r^{2n} d^3r \text{ — для электр. диполя } (d) \text{ и}$$

аналогично для др. мультиполей ($Q = \int \rho d^3r, n=1, 2, \dots$).

В отличие от статич. предела ($\omega = 0$) для гармонич. колеблющихся зарядов определение электр. n_{lm} (но не магн. m_{lm}) мультипольных моментов содержит сущест. дополнит. особенность. Интеграл в (6) можно выразить в аквипотенциальной форме, явно выделив зарядовый и токовый вклады:

$$n_{lm} = ic[l(l+1)]^{-1/2} \int \rho(r, \omega) Y_{lm}^*(n) \frac{d}{dr} \left[r j_l \left(\frac{r\omega}{c}\right) \right] d^3r -$$

$$- \left(\frac{\omega}{c}\right) [l(l+1)]^{-1/2} \int r j(r, \omega) j_l \left(\frac{r\omega}{c}\right) Y_{lm}^*(n) d^3r. \quad (10)$$

Наряду с осциллирующей плотностью заряда [входящей в (10) аналогично случаю электростатики, но с учётом аффектов анаазадывания] электр. мультипольный момент формируется также осциллирующей плотностью радиального тока. Это обстоятельство приводит к независимой, новой (по отношению к электр.- и магнитостатике, ср. *Мультиполи*) системе т. в. торонидных мультиполей, простейшим представителем к-рой является *аналюль* — тор с токами, текущими строго по его меридианам. Согласно (10) и ур-нию непрерывности $i\omega\rho(r, \omega) = \nabla j(r, \omega)$, величины торонидных моментов на два порядка по частоте выше, чем зарядовых моментов того же ранга, и на один порядок выше, чем магн. моментов. Магн. мультипольные моменты, как и в магнитостатике, обусловлены полностью поперечного ($\perp r$) тока, напр. в случае тора — токами, текущими по его параллелям. Необходимость введения торонидных моментов, независимых не только от зарядовых, но и от магн. моментов, становится очевидной, если представить плотность тока в виде

$$j(r, \omega) = \nabla\eta(r, \omega) + [\nabla f(r, \omega)]$$

и учесть, что вихревое поле $f(r, \omega)$ описывается как минимум двумя скалярными ф-циями, напр.:

$$f(r, \omega) = i\tilde{L}\Psi(r, \omega) + i[\nabla\tilde{L}\chi(r, \omega)].$$

Торонидные моменты отсутствуют в случае чисто продольного тока ($\nabla\eta$), когда $f = 0$, и порождаются той (радиальной) частью тока ($[\nabla f]$), к-рая остаётся неучтён-

ной в (7), где $\hat{M}_z^* \text{т.г.}$ В статич. пределе ($\omega \rightarrow 0$), когда $j_1(r_0/c) \sim (r_0/c)^2$ и $j_2(r_0/c) \sim (r_0/c)^{2l+2}$, торсионные мультиполи наряду с магн. мультиполями дают вклад в разложение векторного потенциала $A(r, \omega)$, но после взятия операции ротора, $B = [\nabla A]$, выживают только магн. мультиполи.

Поля М. и. (9) заданных интенсивности, типа (электрич. или магн.) и мультипольного характера (lm) могут генерироваться источниками, заключёнными внутри сферы произвольного, сколь угодно малого радиуса. Для любого распределения плотности вярда-тока

$$\rho_0(r, \omega) \exp(-i\omega t), \quad j_0(r, \omega) \exp(-i\omega t) + \text{const},$$

равного нулю за пределами сферы радиуса r_0 , всегда можно найти др. распределение плотности вярда-тока (j_1, j_2), осциллирующее с той же частотой ω и равное нулю вне сферы меньшего радиуса $r_1 < r_0$, такое, что поле излучения при $r > r_0$ будет тождественным тому, которое порождалось первонач. источниками [теорема Насимиря (H. Casimir)], Следовательно, произвольно узкая угл. диаграмма направленности может быть осуществлена при помощи произвольно малого источника. Однако реализация такой сверхэффективной антенны предполагает создание большого ко-ва когерентных мультиполей равного ранга (l) со сравнимой интенсивностью М. и. Последнее весьма затруднительно, по крайней мере для источников, занимающих область малого размера по сравнению с излучаемыми длинами волн, $r_0 \ll c/\omega$, поскольку тогда, как правило, порядок величин мультипольных моментов быстро падает с ростом l :

$$|n_{lm}| \sim (r_0 \omega/c)^{-2l} |m_{lm}| \sim ec(r_0 \omega/c)^l.$$

В отличие от электро- и магнитоэлектрич. все пространственные гармоники полей (9) убывают при удалении от источника по одному и тому же закону — обратно пропорционально расстоянию r . Поэтому все они вносят вклад в мощность излучения P (на данной частоте ω), проинтегрированную по всем направлениям n :

$$P = \frac{c^2}{8\pi} \int n \text{Re} \{ EB^* \} d\Omega = 2\pi \frac{c^2}{c} \sum_{l,m} \left(|n_{lm}|^2 + |m_{lm}|^2 \right).$$

Отсюда видно, что для сосредоточенных источников ($r_0 \ll c/\omega$) с ростом номера l при прочих равных условиях мощность М. и. убывает как $r_0^{2l} (\omega/c)^{2l+2}$. Излучающая система теряет угл. момент, плотность к-рого $\mu = (8\pi c)^{-1} |r \{ EB^* \}|$. Угл. момент относительно оси z , испускаемый в единицу времени, равен

$$\dot{M}_z = 2\pi \frac{c}{\omega} \sum_{l,m} m \left(|n_{lm}|^2 + |m_{lm}|^2 \right).$$

Т. о., каждый фотон М. и. с заданным азимутальным индексом m уносит, наряду с энергией $\hbar\omega$, угл. момент $m\hbar$, поскольку $\dot{M}_z = Pm/\omega$. Необходимо отметить, что мультипольные поля с заданными значениями полного угл. момента $j = l$ и типа (электрического или магнитного) не имеют определ. значений спиральности и орбитального момента, поскольку без нарушения условия поперечности свободного эл.-магн. поля невозможно разделение орбитального момента и спина. Последнее связано с калибровочной инвариантностью поля и отсутствием массы у фотона.

В квантовой теории выяснение отношения квадрата излучаемого угл. момента к квадрату энергии при излучении N квантов в заданной мультипольной (lm)-моде даёт фактор $[N^2 m^2 + N(l(l+1) - m^2)] \omega^{-2}$. В классич. пределе ($N \gg 1$) это приводит к указанному выше значению (в расчёте на 1 квант) $\dot{M}_z^2/P^2 = m^2 \omega^{-2}$, но в случае излучения только одного фотона даёт «квантовый ответ» $l(l+1) \omega^{-2}$, полагающийся для «частицы» в

(lm)-состоянии. Нетривиальность соответствующего перехода заключается в том, что при конечном числе квантов N когерентно складываются только их z -компоненты угл. момента (это даёт член $N^2 m^2$), тогда как, согласно принципу неопределённости, две остальные (x -, y -) компоненты складываются некогерентно, добавляя член, пропорциональный N .

Квантовые источники, напр. возбуждённые молекулы, ядра или атомы, испускают фотоны в мультипольных состояниях (или в определ. суперпозиции этих состояний с определ. чётностью, см. Отбора правила). Однако мультипольность (lm)-фотона не измеряется непосредственно, локально, а требует интегрирования по поверхности, охватывающей источник. Реально детектируемые фотоны обычно представляют собой плосковолновые состояния с определ. спиральностью. В связи с этим изучение физ. свойств источников фотонов по характеристикам М. и. фактически предполагает проведение преобразования между мультипольными состояниями и наблюдаемыми плосковолновыми состояниями поля, т. е. разложение сферич. векторных волн по плоским волнам. Подобные особенности квантовых измерений важны, напр., при спектроскопич. изучении угл. корреляций ядерных гамма-лучевых каскадов, поскольку в ядрах, в отличие от атомов и молекул, широко распространены переходы высшей мультипольности.

Согласно соответствия принципу, квантовомагич. ф-лы для интенсивности спонтанного М. и. на частоте $\omega = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/\hbar$ при переходе квантовой системы с энергетич. уровня \mathcal{E}_2 на уровень \mathcal{E}_1 (т. е. при переходе из стационарного состояния ψ_2 в ψ_1) получаются из классич. ф-л для спектральной мощности излучения соответствующей заменой квадратов фурье-компонентов мультипольных моментов $|n_{lm}(\omega)|^2, |m_{lm}(\omega)|^2$ на квадраты удвоенных матричных элементов $2 \langle \psi_1 | n_{lm} | \psi_2 \rangle^2, 2 \langle \psi_1 | m_{lm} | \psi_2 \rangle^2$. Отношение определённой таким образом интенсивности излучения к энергии кванта $\hbar\omega$ даёт вероятность радиан. перехода в единицу времени. Она складывается из вероятности излучения различных (lm)-фотонов. При этом (в силу закона сохранения угл. момента) М. и. определённого (lm)-фотона оказывается возможным, только если начальное и конечное значения угл. момента (и его z -компоненты) у излучающей системы подчиняются правилам отбора, а изменение чётности состояния системы согласуется с чётностью фотона данного типа [электрического (-1)^l или магнитного (-1)^{l+1}]. Если при заданном значении величин момента фотона l его z -проекция m (а с ней и z -проекция момента излучающей системы) не определена, то говорят о М. и. частично поляризованных фотонах. Вероятность индуцированного М. и. (lm)-фотона (или его поглощения) отдельной квантовой системой определяется умножением вероятности спонтанного М. и. на число N уже имеющихся в поле фотонах данной (lm)-моды (см. Вынуждённое излучение). Однако это правило требует уточнения (нелинейного самосогласования) в сильных когерентных полях ($N \rightarrow \infty$), когда квантовая система деформируется фотонами (lm)-моды и её состояния нельзя рассматривать независимо от поля (см. Нелинейная оптика).

Для атомов и ядер, в k -рых энергия излучаемого кванта не превышает энергий локон частиц, оценка вероятности спонтанного мультипольного перехода электрич. типа порядка l даёт

$$\omega^0(l) \sim \frac{2\pi e^2}{\hbar c} \frac{\omega(r_0 \omega/c)^l}{(2l+1)! \Gamma^2}.$$

Для перехода магн. типа вероятность $\omega^0(l)$ меньше в $(g\hbar/m_q c r_0)^2$ раз, где g — эффективный g -фактор частиц в атомной или ядерной системе ($g \sim 2$), $e\hbar/2m_q c$ — магнетон Бора для этих частиц, m_q — масса частицы.

Рамер атомов $r_0 \sim a_0 Z_0$, где a_0 — Бора радиус, Z_0 — эфф. заряд ядра; частоты переходов в атомах

таковы, что $\hbar\omega \lesssim e^2 Z_0^2 a_0$, т. е. $\hbar\omega/c \lesssim Z_0/137$. В результате типичные значения квадрупольные ($l=2$) и магн. дипольные ($l=1$) переходы в атомах прибли. в $(137/Z_0)^3$ раз менее вероятны, чем электрич. дипольные (разрешённые переходы). Вышше мультиполю, в частности торoidalный диполь (аванпо), играют принципиальную роль лишь для рентг. переходов в атомах тяжёлых элементов. Учёт высших мультиполюлей необходим также при определении влияния внутр. поля на спектры молекулярных кристаллов и при расчёте экзитонных переходов в полупроводниках, где эффективная масса электронов может понижаться на порядок и более.

Рамер атомных ядер $r_0 \approx 1.2 A^{1/3} 10^{-13}$ см (A — число нуклонов в ядре), а частоты переходов лежат в широком диапазоне (соответствующие энергии от неск. кэВ до ~ 10 МэВ). При этом обычно $\hbar\omega/c \lesssim 1$ и $\omega^m(l) \sim \sim \omega^l(3A^{1/3})$, так что, согласно указанной упрощённой оценке, и в ядрах наиб. вероятными должны быть электрич. дипольные переходы с $l=1$. Однако благодаря сильному взаимодействию нуклонов, не зависящему от заряда, эти электрич. дипольные переходы часто оказываются подавленными (особенно при малых энергиях $\hbar\omega$). Поэтому радиан. время жизни возбуждённых ядер и их излучение в значит. мере определяются высшими мультиполюльными переходами. В частности, существуют т. н. гигантские резонансы и запрещённые γ -переходы в тяжёлых ядрах.

Если размеры области, занятой источниками, малы по сравнению с падающими ею длинами волн ($\hbar\omega/c \ll 1$), то можно пренебречь эффектами запаздывания и легко осуществить обратное фурье-преобразование полей (9). В результате М. и. на произвольном расстоянии r от системы предстает как явная ф-ция времени, задаваемая переменными мультиполюльными моментами. В волновой зоне поперечные ($\perp r$) поля излучения произвольной системы с точностью (по $\hbar\omega/c$) до членов, включающих вклад торoidalного диполя $T(t)$, равны

$$B_{kr}(t, r) = c^{-2} r^{-1} \left\{ \ddot{p}_k^e + [\ddot{p}^m]_k + c^{-1} \dot{Q}_{kp}^e n_p + c^{-1} e_{kp} \dot{Q}_{pi}^m n_i + c^{-1} \dot{Q}_{kpq}^e n_p n_q + c^{-1} \dot{I}_k^m \right\},$$

$$E(r, t) = [B(r, t)]$$

(суммирование по повторяющимся индексам). Здесь p^e и p^m — векторы электрич. и магн. дипольных моментов, Q_{kp}^e и Q_{pi}^m — тензоры электрич. и магн. квадрупольных моментов, Q_{kpq}^e — тензор электрич. октупольного момента.

Мультиполюльное разложение поля является эфф. средством исследования свойств разл. излучателей, особенно если их размеры малы по сравнению с излучаемыми длинами волн. Представление о М. и. используется не только для скалярного и векторного полей в вакууме [как в (1) — (7)], но и для более сложных тензорных полей (напр., гравитационного) или для полей в сплошных средах, в частности для эл.-магн. поля излучения мультиполюлей, движущихся со сверхсветовой скоростью в среде (Черенкова — Ваулюева излучение), для поля упругих деформаций в анизотропных кристаллах и т. д.

Лит.: Джекоби Д. К., Классическая электродинамика, пер. с англ. М., 1965; В е р е с т е в и ч и й В. В., Д и ф ф и к и п. Е. М., П и т а е в с к и й Л. П., Квагтовная электродинамика, 3 изд., М., 1989; Д у б о в и ч В. М., Ч е т к о в А. А., Мультиполюльное разложение в классической и квантовой теории поля и излучение, «УФН», 1974, т. 5, с. 791; Г р а у С. G., Multipole expansions of electromagnetic fields using Debye potentials, «Amer. J. Phys.», 1978, в. 46, р. 169; Ф р а н к И. М., Излучение Вавилова — Черенкова для электрических магнитных мультиполюлей, «УФН», 1984, т. 144, с. 251; В и д е н х а р Д., Л и у ч и Д ж., Угловой момент в квантовой физике, пер. с англ. т. 2, М., 1984; M ü l l e r E. E., Scalar potentials for vector fi-

elds in quantum electrodynamics, «J. Math. Phys.», 1987, в. 28, р. 2786.

В. В. Кочароский, Ва. В. Кочароский.

МУТНЫЕ СРЕДЫ — среды, в к-рых распространение света сопровождается значит. рассеянием, влияющим на условия распространения, вследствие чего нарушается прозрачность среды. Рассеяние света в среде происходит на её опич. неоднородностях, что было установлено Л. И. Мандельштамом в 1907. Среда может быть мутной вследствие неоднородности структуры, наличия в ней посторонних макроскопич. частиц и включений (дымы, туманы, облака, коллоидные растворы). Флуктуации плотности, возникающие из-за тепловых движения частиц, могут привести к резкому увеличению рассеяния, и среда станет сильно мутной (*опалесценция кристаллическая*). Среда может стать мутной при резонансном рассеянии.

В М. с. опич. неоднородности распределены хаотично. Среда, в к-рых опич. свойства изменяются плавно (локально однородные), света не рассеивают: внутри такой среды происходит постепенное искривление световых лучей (*рефракция света*).

Опич. свойства М. с. определяются явлениями ослабления проходящего излучения вследствие рассеяния и поглощения и взаимного излучения разл. объёмов М. с. рассеянным излучением. Взаимное излучение имеет когерентную и некогерентную части. Когерентная часть взаимного излучения неоднородностей ведёт к замещению эфф. эл.-магн. поля, в к-ром оно находится, а следовательно, и рассеянного ими поля. Когерентная часть взаимного излучения и интерференция излучений, рассеянных различными объёмами, относятся к т. н. к о г е р е н т н ы м э ф ф е к т а м, к-рые ведут к когерентной опич. свойствам М. с. от опич. свойств образующих её частиц. Некогерентная часть взаимного излучения неоднородностей для объёмов среды представляется в форме м и к о г е р е н т н о г о р а с с е я н и я.

Теория рассеяния света в М. с. принципиально не отличается от дифракц. задач электродинамики: при известном выпл. излучения (освещении) и при известном пространственном распределении эл.-магн. свойств М. с. нужно определить поле в нек-рой точке вне или внутри среды.

Эту задачу можно представить состоящей из двух частей: 1) определить поле, рассеянное отд. элементом М. с., предполагая выпл. поле, в к-ром находится «мутный элемент», суперпозицией излучающего поля и поля, создаваемого всеми остальными элементами тела; 2) просуммировать действие всех элементов (частиц) тела (см. *Рассеяние света*).

В большинстве реальных М. с. эту общую задачу удаётся свести к более простым случаям, определяемым соотношением с длиной волны λ след. четырёх линейных величин: d — расстояния между «элементами» (молекулами, микровключенными) внутри частицы, a — размера частицы, R — ср. расстояния между центрами частиц в М. с., R — размера М. с. Конкретная задача и метод её решения определяются величинами четырёх безразмерных параметров: $x_1 = d/\lambda$, $x_2 = a/\lambda$, $x_3 = R/\lambda$, $x_4 = R/\lambda$. Параметры x_1 удовлетворяют очевидным неравенствам $x_1 < x_2 < x_3 < x_4$. Обычно также $x_1 \ll 1$ и $x_4 \gg 1$.

Если параметр $x_3 \gg 1$, т. е. расстояние между частицами $d \gg \lambda$, то отд. частицы среды рассеивают свет некогерентно. В этом случае задача сводится к анализу однократного рассеяния на частице, к-рое зависит от величин x_2 (размера частицы) и относительного комплексного показателя преломления частицы $n = n' - ik$. При очень малых размерах частицы ($x_2 \ll 1$ и $|n| \approx 1$) наблюдается рэлеевское рассеяние. При этом показат. рассеяния приблизительно $\propto \lambda^{-4}$, т. е. сильнее лучч. напр., рассеиваются в 16 раз сильнее, чем красные. Поэтому прямой свет от Солнца кажется красным, а небо — от рассеянного света Солнца — синим.

Более общий случай любых x_i был рассмотрен А. Лявом (A. Love, 1899) и Г. Ми (G. Mie, 1908) (см. *Ми тео-*

рия). Расчёт светового поля для случая больших x_0 (до $\sim 10^8$) очень сложен и осуществляется на ЭВМ. Однако картина поля, получающаяся из расчётов, хорошо совпадает с той, что следует из простых ф-л геом. оптики.

Если параметр $x_0 < 1$, то волны, рассеянные разными частями, уже нельзя считать некогерентными, большую роль начинают играть интерференция между рассеянными волнами («кооперативные эффекты»).

Для М. с., оптическая толщина к-рой t не мала ($t = x_0 x_1 / x_2 > 1$), наряду с однократным важным значением имеет также многократное рассеяние, воспринимаемое как самосвечение среды. В результате мн. рассеяний при прохождении сквозь оптически толстую среду параллельный пучок света превращается в диффузный, источник света сквозь мутный слой не виден. Вследствие статистич. характера этого процесса, оно описывается не напряжённостями полей, а матрицей плотности или Стокса параметрами, аддитивными для некогерентных пучков. Многократное рассеяние описывается также уравн-ем переноса *матрицы*.

Если параметр $x_0 \ll 1$, то М. с. можно рассматривать как квазисплошное тело. Этот метод был предложен Дж. Максвеллом-Гарнетом (J. Maxwell-Garnett, 1904) и широко используется в оптике коллоидов, твёрдых тел и др.

Четыре безразмерных параметра, отмеченных выше, достаточны для классификации М. с. в поле бесконечной плоской когерентной волны. Реальные пучки лишь частично когерентны, и их рассеяние зависит ещё от длины когерентности r , точнее от пьото параметра $x_3 = r/\lambda$. Поскольку этот параметр характеризует статистику свойства поля, а оно определяется свойствами источника света и пути, к-рый прошла волна до того, как попала на М. с., то его значение никак не связано с предыдущими четырьмя параметрами. Длина когерентности $r = \lambda^2/\Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ — спектральная ширина излучаемой линии. При учёте частичной когерентности света исследование «кооперативных эффектов» становится особенно сложной задачей.

Лит.: П и ф в р и к К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., 1961; Со в о л е в В. В., Рассеяние света в атмосфере планет. М., 1972. К. С. Шифрин.

М-ЧИСЛО — то же, что *Маха число*.

МЫШЬЯК (лат. Arsenicum), As, — хим. элемент гл. подгруппы V группы периодич. системы элементов, ат. номер 33, ат. масса 74,9216. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{75}As . Электронная конфигурация внеш. оболочка $4s^2 4p^3$. Энергии последоват. ионизаций равны соответственно 9,82; 18,62; 28,35; 50,1 и 62,6 эВ. Металлик. радиус 0,148 нм, радиусы ионы As^{3-} , As^{3+} и As^{5+} равны соответственно 0,191, 0,069, 0,047 нм. Значение электроотрицательности 2,20.

При обычных условиях устойчив ч. н. серый α -As, обладающий ромбоэдрич. кристаллич. структурой с параметрами $a = 0,4129$ нм и $\alpha = 54,1^\circ$. Плотн. α -As 5,72 г/см 3 . При быстром охлаждении паров М. образуется мягкий жёлтый М. (γ -As) с кубич. кристаллич. структурой, его плотн. 1,97 г/см 3 . Кроме того, известны чёрный аморфный β -As и др. его аморфные формы. При нагревании выше 270 $^\circ\text{C}$ все эти формы переходят в α -As. При давлении 3,6 МПа $t_{\text{пл}} = 817^\circ\text{C}$. Теплота плавления 21,8 кДж/моль, теплота возгонки 33 кДж/моль. Уд. теплоёмкость 0,326 кДж/(кг·К) (18 $^\circ\text{C}$), коэф. термич. линейного расширения $5,6 \cdot 10^{-6}$ К $^{-1}$ (40 $^\circ\text{C}$). Для α -As уд. электрич. сопротивление 35 $\cdot 10^{-8}$ мкОм·м. Тв. по Бриггелю 1,47 ГПа, по шкале Мооса — 3—4. М. диамантитен. Темп-ра Дебая 224 К.

Обладает ср. хим. активностью, в соединениях проявляет степени окисления —3, +3 и +5. М. — сильный яд, его мн. соединения также сильно ядовиты. М. входит в состав нек-рых баббитов и тигрографских сплавов. М. входит в состав спец. стёкол, напр. чешенского стекла для термометров. Соединения М. с селеном (As_2Se_3),

теллуrom (As_2Te_3), индием (InAs) — полупроводниковые материалы, используемые в фотоэлементах, фотозондах и др. Особенно велико значение для полупроводниковой техники арсенида галлия (GaAs), сохраняющего свои электр. свойства в интервале темп-р от минимальных до 500 $^\circ\text{C}$. В качестве радиоакт. индикаторов используют искусственно получаемые радиоизотопы ^{75}As (электронный захват, $T_{1/2} = 80,3$ сут), ^{74}As (электронный захват, β^- - и β^+ -распады, $T_{1/2} = 17,78$ сут) и образующихся при облучении М. тепловыми нейтронами ^{76}As (β^- -распад, $T_{1/2} = 26,32$ ч). С. С. Бердниковос.

МЭНЛІ — РОУ СООТНОШЕНИЯ — энергетич. соотношения, характеризующие взаимодействие колебаний или волн в нелинейных системах с сосредоточенными или распределёнными параметрами. Эти соотношения в совокупности с законами сохранения энергии и импульса определяют характер нелинейного взаимодействия волн (колебаний) и позволяют рассчитать макс. эффективность преобразователя частоты на реактивной нелинейности.

М.—Р. с. впервые были введены в 1956 Дж. Мэнли и Г. Э. Роу (J. M. Manley, N. E. Rowe) для колебаний в нелинейной реактивной системе с сосредоточенными параметрами, а впоследствии обобщены на волны в нелинейных средах. Их общий вид

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{m P_{m,n}}{\omega_m + \omega_n} = 0, \quad (1)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n P_{m,n}}{\omega_m + \omega_n} = 0, \quad (2)$$

где ω_n и ω_c — частоты исходных колебаний (волн m, n — целые числа, $P_{m,n}$ — изменение мощности на комбинац. частоте ($\omega_m + \omega_n$)).

Соотношения (1), (2) справедливы для системы с произвольной реактивной нелинейностью. Они наглядно трактуются на квантовом языке. Знаменатели в (1), (2), умноженные на постоянную Планка h , дают энергию кванта на соответствующей частоте, так что $|P_{m,n}|/h(\omega_m + \omega_n) = N_{m,n}$ есть число квантов комбинац. частоты. При этом величина $mN_{m,n}$ представляет собой число квантов частоты ω_n , затраченных ($P_{m,n} > 0$) или образованных ($P_{m,n} < 0$) при возбуждении комбинац. частоты. Поэтому соотношение (1) есть закон сохранения числа квантов. В соответствии с природой взаимодействия волн М.—Р. с. означают сохранение числа фотонов, фононов, плазмонов, магнонов или др. взаимодействующих квазичастиц.

Рассмотрим применение М.—Р. с. для наиб. часто встречающегося трёхчастотного взаимодействия (см. *Взаимодействие световых волн, Взаимодействие волн в плазме, Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний, Параметрический генератор света, Параметрическое рассеяние*). Если, напр., выполняется соотношение $\omega_1 - \omega_c = \omega_p$ (ω_p — разностная частота), то в соответствии с (1), (2)

$$\frac{P_{1,0}}{\omega_c} = \frac{P_{1,-1}}{\omega_p} = -\frac{P_{1,0}}{\omega_1}. \quad (3)$$

Отсюда следуют важные выводы. В случае генерации суммарной частоты ω_1 ($P_{1,0} < 0$) мощности на частотах ω_c и ω_p уменьшаются, а усиливается волна суммарной частоты; кванты с частотой ω_c и ω_p , сливаясь, образуют квант частоты ω_1 . Однако при возбуждении разностной частоты ω_p мощность частоты какнай ω_1 ($P_{1,0} > 0$), согласно (3), переходит к частотам ω_p и ω_c ($P_{1,0}, P_{1,-1} < 0$): квант какнай распадается на кванты частот ω_c и ω_p . При этом макс. коэф. преобразования по мощности в возбуждаемую частоту ω_p

$$\alpha = |P_{1,-1}|/|P_{1,0}| = \omega_p/\omega_1,$$

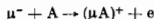
а макс. коэф. усиления на частоте ω_c

$$\eta = \frac{P_c}{P_{co}} = \left(1 + \frac{\omega_c}{\omega_0}\right) \frac{P_{m0}}{P_{co}}$$

где P_{no} и P_{co} — первичная мощность на соответствующих частотах. Т. о., анализ М. — Р. с. для конкретных ситуаций позволяет определить макс. эффективность величинного процесса.

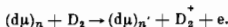
Лит.: M a l e y J. M., R o w e П. E., Some general properties of nonlinear elements, pt 1 — General energy relations, «Proc. IRE», 1956, т. 44, № 7, p. 994; Л и д а у Д. Д., Л и ф ш и г Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; А х м а н о в С. А., О х л о в Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Основы теории колебаний, 2 изд., С. М., 1988. С. С. Чиркум.

МЮ-АТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ — совокупность реакций, происходящих при образовании и столкновениях мюонных атомов с ядрами атомов вещества. Скорости образования μ -атомов весьма велики, $\sim 10^{12} Z \rho \text{ с}^{-1}$, где $\rho = N/N_0$ — относит. плотность вещества, Z — заряд ядер (в единицах заряда протона) его атомов, $N_0 = 4.25 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ — плотность жидкого водорода. Мюонные атомы образуются в реакциях

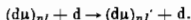


(A — атом) при энергиях мюонов 10—50 эВ и затем за времена 10^{-12} — 10^{-14} с переходит в осн. состояние с испусканием γ -квантов и оже-электронов.

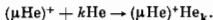
Наиб. изучены μ -атомные процессы с участием мюонных атомов изотопов водорода: $d\mu$, $p\mu$ и $t\mu$. Согласно расчётам, они образуются в состояниях с гл. квантовым числом $l \approx 14$ с вероятностью $\sim \pi^2$. При их столкновениях с ядрами др. изотопов возможно след. процессы: перезарядка из возбуждённых состояний n , напр. $(d\mu)_n + t \rightarrow (t\mu)_n + d$, и оже-девозбуждение на уровнях $n' < n$:



Сущест. роль в процессах перезарядки играет штарковского смешивания состояний с разл. орбитальными моментами l , принадлежащих вырожденному мультиплету (nl) с фиксиров. значением l :



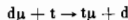
Особый интерес представляет процесс штарковского смешивания $2s - 2p$ состояний μ -атомов водорода $p\mu$ и гелия $(\mu\text{He})^+$ в k -рых эффекты поляризации вакуума снимают вырождение их $2s$ - и $2p$ -состояний (см. *Мюонный атом*). Штарковский перемешивание $2s$ - и $2p$ -состояний приводит, в частности, к быстрой гибели $2s$ -состояний за счёт быстрых (скорость $\sim 10^{13} \times 2^l \text{ с}^{-1}$) радцан. переходов $2p \rightarrow 1s$. Сущест. роль при этом играют процессы образования кластеров типа



Совокупность перечисленных процессов приводит к тому, что все μ -атомы водорода и гелия за время жизни мюона успевают перейти в основное $1s$ -состояние. В этом состоянии возможны упругое рассеяние типа



перезарядка



и др. процессы. Абс. величина этих сечений при малых энергиях столкновения, $\epsilon \ll 1 \text{ эВ}$, составляет 10^{-20} — 10^{-19} см^2 , а их зависимость от энергии довольно разнообразна. Напр., в сечении реакции упругого рассеяния $d\mu + p \rightarrow d\mu + p$ имеет место *Рамзауэра эффект* при $\epsilon \approx 1,6 \text{ эВ}$, а при $\epsilon \approx 50 \text{ эВ}$ — сильный резонанс. Сечение реакции $t\mu + t \rightarrow t\mu + t$ аномально мало в пределе $\epsilon \rightarrow 0$, а в сечении реакций $d\mu + d$ и $t\mu + t$ имеются пороговые особенности. Взаимдействие спинового мюона и ядер приводит к расщеплению энергии осн. состояния μ -атомов на орто-состояния (спины ядра и мюона параллельны) и пара-состояния (спины анти-

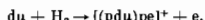
параллельны), энергии k -рых различны: расщепление на величинах $\Delta E_{po} = 0,182 \text{ эВ}$, $\Delta E_{do} = 0,049 \text{ эВ}$, $\Delta E_{to} = 0,241 \text{ эВ}$. Во всех случаях величина расщепления превышает кинетич. энергию μ -атомов при нормальной темп-ре ($\epsilon \approx 0,04 \text{ эВ}$), что приводит к необратимым переходам мюонных атомов из орто- в пара-состояние при столкновениях типа



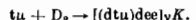
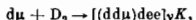
В частности, этот процесс в 4 раза увеличивает наблюдаемую скорость μ -захвата $\mu^- + p \rightarrow p + \nu_\mu$ в газобразном водороде по сравнению с теоретически предсказываемой без учёта μ -атомных процессов при столкновениях.

В жидком водороде в реакции $p\mu + H_2 \rightarrow [(p\mu)pe]^+ + e$ успевают образоваться мюонная молекула $p\mu$, k -рая становится ядром k -молекулярного комплекса $\{[(p\mu)pe]^+\}$. Процесс μ -захвата происходит при этом в орто-состоянии мюонной молекулы $p\mu$, и его скорость втрое превышает скорость μ -захвата для чистой статистической смеси орто- и пара-состояний мюонных атомов $p\mu$.

При столкновениях др. мюонных атомов изотопов водорода с молекулами водорода образуются соответствующие мюонные молекулы, т. е. молекулярные ионы, состоящие из двух ядер и μ^- , k -рые становятся «тяжёлым ядром» k -молекулярного комплекса. При перезарядном образовании мюонных молекул их энергия связи передаётся электрону конверсия, напр.:



При резонансном образовании мюонных молекул $d\mu$ и $d\mu$ энергия их образования передаётся на возбуждение вращательно-колебат. состояний (νK) образующегося μ -молекулярного комплекса:



Эти реакции являются ключевыми в последовательности реакций *мюонного катализа*.

Лит.: З е л д о в и ч Я. В., Г е р ш т е й н С. С., Ядерные реакции в холодном водороде, «УФН», 1960, т. 71, с. 581; G e r s t e i n S. S., P o l o m a g e v L. I., Mesomolecular processes induced by μ^- and π^- mesons, в кн.: Muon physics, v. 3, N. Y., 1970. Л. И. Цюковард.

МЮЛЛЕРА МАТРИЦА — матрица линейного преобразования (матричный оператор), применяемая для аналитич. описания действия поляризации, оптич. элементов (поляризаторов, фазовых пластинок, отражающих поверхностей, тонких плёнок) на произвольным образом поляризованные световые пучки (см. *Поляризация света*). М. м. представляет собой квадратную 4×4 -матрицу M , k -рая связывает 4-компонентный вектор Стокса S' светового пучка, прошедшего через оптич. элемент, с вектором Стокса S исходного пучка: $S' = MS$. Действие совокупности k оптич. элементов на световой пучок с вектором Стокса S описывается произведением соответствующих М. м.: $S' = M_k M_{k-1} \dots M_2 M_1 S$, причём матрицы элементов, последовательно проходящих световым пучком, располагаются в соответствующей последовательности справа налево. Знание М. м. оптич. элементов, расположенных на пути светового луча, позволяет путём простых формальных преобразований определить поляризация. состояние (вектор Стокса) света, прошедшего через оптич. систему. Метод расчёта эволюции поляризации. состояния света был предложен Х. Мюллером (H. Müller) в 1943 и получил широкое распространение. В отличие от др. расчётных методов (аналитич. Джексона матричного метода, графич. метода сферы Пуанкаре), метод Мюллера применим и к деполаризующим системам, поскольку описывает связь между усреднёнными по времени интенсивностями разл. поляризации. компонент пучка, а не между амплитудами и фазами колебаний.

М. м. простейших поляризац. элементов можно определить на основании известных результатов преобразования или нек-рых пробных (известных) типов поляризации. М. м. поляризац. элемента (M_0) с произвольным азимутом оси анизотропии (θ) определяется по известной М. м. этого элемента с заданным азимутом (напр., нулевым $\theta = 0$, M_0) путём применения матрицы поворота $R(\theta)$: $M_0 = R(\theta)M_0R(\theta)$, где

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

М. м. могут использоваться и для описания преобразования поляризации света оптич. элементами с зависящими от времени поляризац. характеристиками (напр., при поляризац. модуляции света). При этом элементом соответствующей М. м. также становятся ф-циями времени. М. м. простейших поляризац. элементов за tabулированы и приводятся в монографиях по поляризац. оптике.

В явл. общем виде М. м. для идеального недеполяризующего эллиптич. поляризатора имеет вид

$$M = \frac{1}{2} \times \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta \cos \delta & \sin 2\theta \sin \delta \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta \cos \delta & \sin 2\theta \cos 2\theta \sin \delta \\ \sin 2\theta \cos \delta & \sin 2\theta \cos 2\theta \cos \delta & \sin^2 2\theta \cos^2 \delta & \sin^2 2\theta \sin \delta \cos \delta \\ \sin 2\theta \sin \delta & \sin 2\theta \cos 2\theta \sin \delta & \sin^2 2\theta \sin \delta \cos \delta & \sin^2 2\theta \sin^2 \delta \end{pmatrix}$$

Поляризатор пропускает свет с эллиптичностью ω ($\omega_0 = b/a$, b и a — полуоси эллипса поляризации) и с фазовым сдвигом δ между колебаниями по осям выбранной декартовой системы координат (азимут ϕ большой полуоси эллипса поляризации относительно осей этой системы координат определяется выражением $\tan 2\phi = \tan 2\theta \cos \delta$). М. м. для фазовой пластинки с азимутом осей анизотропии ϕ , эллиптичностью нормальных колебаний ω и фазовым сдвигом δ имеет вид

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & A_1^2 - A_2^2 - A_3^2 + A_4^2 & 2(A_1A_2 + A_3A_4) & -2(A_1A_3 + A_2A_4) \\ 0 & 2(A_1A_2 - A_3A_4) & -A_1^2 + A_2^2 - A_3^2 + A_4^2 & 2(A_1A_4 - A_2A_3) \\ 0 & -2(A_1A_3 - A_2A_4) & -2(A_1A_2 + A_3A_4) & -A_1^2 - A_2^2 + A_3^2 + A_4^2 \end{pmatrix}$$

Здесь введены обозначения: $A_1 = \cos 2\theta \cos 2\phi \sin \delta / 2$, $A_2 = \cos 2\theta \sin 2\phi \sin \delta / 2$, $A_3 = \sin 2\theta \sin \delta / 2$, $A_4 = \cos \delta / 2$. Приведённые выражения для М. м. произвольного поляризатора и фазовой пластинки позволяют решать большое число задач преобразования поляризации света без учёта деполяризации.

Литм. Шерклиф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Джеррард А., Вёрч Дж. М., Введение в матричную оптику, пер. с англ., М., 1978; Азаам Р., Башара Н., Близиометрия и поляризованный свет, пер. с англ., М., 1981; В. С. Залесский.

МЮ-МЕЗОНЫ — устар. название **мюонов**. К классу мезонов не относятся, являются лептонами.

МЮНИИ (μ) — связанное состояние электрона (e^-) и положительно заряженного мюона (μ^+), водородоподобный атом, в к-ром роль ядра играет мюон. Изучение М. имеет важное значение для физики элементарных частиц и атомной физики, т. к. он является одной из простейших систем двух точечных заряд. частиц — лептонов, взаимодействие к-рых с хорошей точностью описывается **квантовой электродинамикой** (др. системой такого рода является **позитроний**). С др. стороны, измерение поляризации М. в разл. веществах стало основой нового, весьма эфф. метода исследования структуры конденсиров. сред, кинетич. явлений, хим.

реакций, фазовых превращений и др. (см. *Мюонной спиновой релаксации метод*).

Экспериментально М. был открыт в 1960 В. Хьюзом (V. W. Hughes) и др. Свободный М. в осн. состоянии может быть образован путём захвата атомного электрона положит. мюоном. Сначала этот процесс наблюдался в инертных газах при низком давлении. Обнаружение М. в др. средах осложняется высокой кин. активностью М., к-рый может рассматриваться как лёгкий изотоп водорода. Впервые М. в конденсиров. средах наблюдался в 1966 В. Г. Фирсовым и др.

М. является метастабильной системой вследствие распада мюона (за счёт слабого взаимодействия) на позитрон (e^+) и два нейтрино ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) со временем жизни $\tau \approx 2.2 \cdot 10^{-6}$ с. В результате исчезновения М. сопровождается испусканием позитрона с макс. энергией ок. 53 МэВ, двух нейтрино и низкоэнергетич. электрона.

Из-за эффектов несохранения чётности в слабом взаимодействии мюоны, возникающие от распада л-мезонов ($\mu^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$), поляризованы (в направлении, противоположном их импульсу), а позитроны в распада мюонов обладают асимметрией в угл. распределении по отношению к направлению спина мюона. При кулоновском захвате электрона поляризов. мюоном образуются поляризов. атомы М. с неравной населённостью уровней **сверхтонкой структуры**. Изменение этих населённостей во внеш. магн. поле может быть обнаружено по изменению в угловых распределениях позитронов распада.

М. впервые обнаружен по наблюдению характерной частоты ларморовской прецессии в магнитном поле $f_{L\mu} \approx \mu_B H \approx 1,40 \cdot 10^6 H$ МГц ($\mu_B = eh/2m_e c$ — магнетон Бора, m_e — масса электрона, H — напряжённость магн. поля). Для свободного мюона ларморовская частота $f_{L\mu} \approx 2\mu_B^+ H/h \approx 13,5 \cdot 10^6 H$ примерно в сто раз меньше, где нормальный магн. момент мюона $\mu^+ = eh/2m_\mu c$ (m_μ — масса мюона).

В низшем приближении взаимодействие электрона и мюона — чисто кулоновское, и перелятивистское ур-ве Шрёдингера приводит к такому же выражению для уровней энергии М., как для атома водорода:

$$W_n = -\frac{R_\infty}{n^2} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-1},$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — гл. квантовое число, R_∞ — постоянная Ридберга. Т. к. спины электрона и мюона равны $1/2$, то в S-состояниях квантовое число полного угл. момента М. может принимать два значения: $F = 1$ и $F = 0$. Взаимодействие магн. моментов электрона и мюона вызывает сверхтонкое расщепление уровней энергии М., характеризуемых этими двумя значениями F. Соответствующий интервал сверхтонкой структуры в осн. состоянии М. ($n = 1$) в первом приближении дается ф-лой Ферми (1939):

$$\Delta W_F = \frac{A W_F}{h} = \frac{16}{3} \alpha^2 c R_\infty \frac{\mu_e \cdot \mu_\mu}{\mu_B \cdot \mu_\mu} \left(1 + \frac{m_e}{m_\mu}\right)^{-3} \approx 4459 \text{ МГц},$$

$$\mu_\mu = \mu_B^+ (1 + a_\mu),$$

где a_μ — аномальный магнитный момент мюона (μ_B, μ_p — магн. моменты мюона и протона, α — постоянная тонкой структуры).

Релятивистское ур-ве для волновой ф-ции системы двух дираковских частиц и аппарат квантовой электродинамики позволяют вычислять поправки к уровням энергии М. в виде разложения по степеням малых параметров α и m_e/m_μ . Однако коэф. этого разложения содержит также зависимость от логарифмов этих параметров. В результате теоретич. значения интервала сверх-

тонкого расщепления в основном $1S$ -состоянии M . можно представить в виде

$$\Delta\nu_{\text{теор.}} = \Delta\nu_F(1 + a_0 + \alpha^2 A + \alpha^2 B(\ln\alpha) + \alpha \frac{m_e}{m_\mu} \left[C \left(\frac{m_e}{m_\mu}, \ln \frac{m_e}{m_\mu} \right) + \alpha D \left(\ln \frac{m_e}{m_\mu}, \ln\alpha \right) \right]). \quad (2)$$

В этом выражении $\Delta\nu_F$ дается равенством (1), a_0 — аномальный магн. момент электрона в единицах μ_B , коэф. A и B характеризуют вклад релятивистских и чисто радиат. эффектов в пределе бесконечной массы мюона, т. е. при $(m_e/m_\mu) \rightarrow 0$, коэф. C и D связаны с квантово-волектродинамик. эффектами отдачи (конечностью масс) мюона. Используя известные выражения для коэф. A, B, C, D , принятых значений фундам. констант $R_\infty, c, \alpha, \mu_B/\mu_N$, а также значений отношений $\mu_B/\mu_P = 3,18334547(95)$ и $m_p/m_e = 206,768259(62)$ дается теоретич. значение

$$\Delta\nu_{\text{теор.}} = 4463,3047(19) \text{ МГц.} \quad (3)$$

Тонкая и сверхтонкая структура уровней энергии M . полностью аналогична структуре уровней атома водорода. В частности, лямбовский сдвиг в M . (разность уровней $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$) составляет

$$l_{\text{теор.}}^{M\mu} = 1047,03 \text{ МГц.} \quad (4)$$

Величину сверхтонкого расщепления осн. уровня M . удаётся очень точно измерить, помещая M . во внеш. статич. магн. поле. При этом вследствие *Зеемана эффекта* в основном $1S$ -состоянии возникает система уровней, определяемая ф.-л. Брейта — Раби (1931):

$$W_{F=1, v; M_F} = -\frac{\Delta W}{4} + \frac{1}{2} g_{\text{осн}}(M\mu) M_F \pm \pm \frac{\Delta W}{2} [1 + 2M_F x + x^2]^{1/2}, \quad (5)$$

$$x = \left[g_{\text{осн}}(M\mu)_{\mu_B} - g_{\text{осн}}(M\mu)_{\mu_N} \right] \frac{H}{\Delta W}, \quad \Delta W = \hbar \Delta\nu,$$

где магн. квантовое число $M_F = -1, 0, 1$ для $F = 1$ и $M_F = 0$ для $F = 0$, $g_{\text{осн}}(M\mu)$ — электронное и мюонное гиромагн. отношение в M . Идея эксперимента состоит в индуцировании магн. дипольных переходов между уровнями с разными M_F с помощью источника микроволнового излучения. Происходящие переходы детектируются по изменениям в углу распределения позитронов от распада мюонов. Резонансные переходы наблюдались в широком интервале внеш. магн. полей от очень слабых, $H < 2$ МГс, до сильных, $H \sim 10$ кГс, и при разл. давлениях инертного газа от неск. атм до десятков атм.

Эксперим. значение интервала сверхтонкого расщепления осн. уровня M . получается из соотношения (5) после экстраполяции к нулевому давлению газа и составляет

$$\Delta\nu_{\text{эксп.}} = 4463,30288(16) \text{ МГц.} \quad (6)$$

Указанное значение $\Delta\nu$ найдено из одновременных измерений переходов ν_{12} и ν_{21} в магн. поле $13,6$ кГс. Из этих же данных можно найти приведенное выше значение μ_B/μ_P . Прекрасное согласие теоретич. и эксперим. значений $\Delta\nu$ в M . свидетельствует о справедливости квантовой электродинамики и релятивистской теории связанных состояний, а также о самосогласованности определения значений фундам. физ. констант. Наличие неск. частот переходов с $\Delta M_F = 1$ в M . приводит к двухчастотной прецессии спина мюона в магн. поле, открытой И. И. Гуревичем и др. и широко используемой при исследовании хим. свойств конденсиров. сред (μSR -спектроскопия). В 1984 впервые была измерена величина лямбовского сдвига уровней с $n = 2$ в M :

$$L_{\text{эксп.}}^{M\mu} = 1060(15) \text{ МГц.}$$

Проводятся поиски превращения M . в антимюоний, т. е. $(\mu^+e^-) \rightarrow (\mu^+e^+)$, K -роэ свидетельствовало бы о нарушении сохранения электронного и мюонного лептонных чисел, ожидаемом в нек-рых совр. теориях элементарных частиц.

Литм.: В а б а в а А. И. и др., Наблюдение атомарного мюона в кристаллическом кварце. «Известия АН УССР», 1966, т. 3, с. 3; Гуревич И. И., Никольский В. А. Двухчастотная прецессия μ^+ -мезона в атоме мюония, «ФДН», 1976, т. 119, с. 169; Hughes V. W., Kinoshita T., Electromagnetic properties and interactions of muons, в кн.: Muon physics, ed. by V. W. Hughes, C. S. Wu, v. 4, N. Y., 1977; Вегелер J. H., Строек К. М., Advances in muon spin rotation, «Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.», 1978, v. 28, p. 239; Hughes V. W., Pichler G. Z., Muonium has not yet decayed, «Comm. Nucl. Part. Phys.», 1984, v. 12, p. 259.

МООННОИ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ МЕТОД (метод МСР) — исследование физ.-хим. свойств материалов и поведения в веществе примесных частиц с помощью положит. мюонов, имплантируемых в изучаемые объекты. Метод МСР сформировался в 1960—70-х гг. в ходе экспериментов по проверке разл. вариантов теории слабого взаимодействия. В зарубежной литературе часто используется назв. μSR , по причине как аббревиатура слов muon spin rotation (relaxation, resonance).

Метод МСР базируется на законе несохранения пространственной четности при распаде пи-мезонов (π) и мюонов (μ):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu,$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Несохранение четности при распаде пи-мезонов позволяет получать на ускорителях пучки мюонов со степенью поляризации, близкой к 100%, а несохранение четности при распаде мюонов даёт возможность следить за направлением магн. моментов мюонов, регистрируя позитроны $\mu \rightarrow e$ -распада, поскольку позитроны вылетают преим. вдоль спина мюона. Суть метода МСР заключается в наблюдении за изменением во времени поляризации ансамбля мюонов, возникающим из-за магн. взаимодействия мюонов, заторможенных в веществе, со средой.

Применение метода МСР. Исследования можно разделить на 2 группы: изучение явлений, где анализируется поведение в веществе самого положит. мюона μ^+ , рассматриваемого как лёгкий протон; изучение проблем, где μ^+ рассматривается как простейший зонд в исследуемом веществе, сочетающий свойства пробного заряда и элементарного магнетометра. Часто в одном эксперименте оба аспекта тесно переплетаются. Примеры исследований 1-й группы — эксперименты по изучению электронной структуры мюония в полупроводниках и диффузии мюонов в металлах. Эти эксперименты дополняют исследование поведения водорода в материалах, позволяя получать наглядную картину процессов, в к-рых проявляется квантовая природа поведения лёгкой примесной частицы в тяжёлой кристаллич. решётке. Примерами исследований 2-й группы может служить изучение смешанного состояния *сверхпроводников* 2-го рода и фазовых переходов с изменением магн. порядка (см. *Магнитный фазовый переход*).

Особенности метода МСР: 1) в методе МСР отсутствует необходимость в сильных магн. полях для создания заметной поляризации мюонов, что позволяет изучать явления, сильно искажаемые внеш. полем (напр., фазовые переходы в *стиколах стёкла*); 2) изменение поляризации детектируется без приложения электрич. ВЧ-поля, что снимает ограничения, связанные со *скин-эффектом*; 3) для получения МСР-спектра необходима регистрация большого кол-ва актов распада мюонов $\sim 10^6$ (ср. время жизни мюона $2,2 \cdot 10^{-6}$ с); т. к. плотность мюонов в образце в любой момент времени исчезающе мала, то при интерпретации эксперим. данных можно пренебречь взаимодействием мюонов между собой.

Схема эксперимента. Пучок позитронов, мюонов μ^+ проходит через *цифталляционные детекторы* D_1, D_2 и D_3 (рис. 1), тормозится и останавливается в исследуемом образце — мишени M . Деполаризация пучка мюонов на стадии торможения практически не происходит (время торможения $< 10^{-10}$ с). Позитроны распада регистрируются детекторами D_3 и D_4 . Момент остановки мюона t_0 определяется совпадением сигналов с детекторов D_1 и D_2 при условии отсутствия сигнала с детектора D_3 (1, 2, 3). Время вылета позитрона t_p определяется по схеме совпадений сигналов с D_3, D_4 при отсутствии сигнала с D_2 (3, 4, 5). Интервалы $t_0 - t_p$, представляющие собой индивидуальные времена взаимодействия отл. мюонов со средой, кодируются и записываются в многоканальное запоминающее устройство (см. Памяти устройства). Составленная т. о. гистограмма временных интервалов описывается выражением:

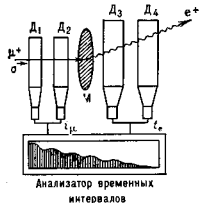


Рис. 1. Схема МСР-эксперимента.

$$N(t) = N_0[1 + aP(t)]\exp(-t/\tau_0). \quad (1)$$

Здесь τ_0 — ср. время жизни мюона, a — экспериментально определяемый коэф. асимметрии, величина $P(t)$ определяется временной зависимостью ср. значения распределения проекций мюонных спинов σ_x на ось детектора позитронов. Выражение (1) является следствием $V - A$ теории слабого взаимодействия, определяющей энергетич. и угл. распределения позитронов $\mu \rightarrow e$ -распада. Среднее по энергии позитронов значение коэф. асимметрии a в соответствии с $V - A$ теорией равняется $1/2$. Однако в действительности знак и величина a определяются особенностями формирования пучков мюонов, энергетич. порогом регистрации позитронов и геометрий позитронного телескопа (детекторы D_3, D_4).

Временная зависимость $P(t)$, измеряемая в разл. условиях (тем-ра образца T , внеш. магн. поле, давление), служит в методе МСР осн. источником экстрим. информации. Диапазон характерных времён, исследуемых непосредственно по МСР-гистограмме, определяется величиной τ_0 , временным разрешением регистрирующей аппаратуры и её стабильностью. Практич. диапазон составляет $10^{-5} - 5 \cdot 10^{-6}$ с. С помощью модельных представлений изучаются эффекты с характерными временами $t \geq 10^{-12}$ с. Напр., на зависимости $P(t)$ заметно отражаются осцилляции магн. моментов электронов в парамагнетиках.

По способу приложения внеш. пост. магн. поля исследования принято разделять на 3 группы: эксперименты в поле, перпендикулярном нач. поляризации мюонов ($H \perp \sigma_0$); в нулевом поле ($H = 0$); в поле, параллельном по отношению к поляризации ($H \parallel \sigma_0$). Эксперименты в поле $H \perp \sigma_0$. Если к кристаллич. образцу, в междоузлиях которого локализуются мюоны, приложено пост. поле $H \perp \sigma_0$, то при отсутствии внутр. магн. полей в образце (см. Внутрикристаллическое поле) $P(t)$ определяется соотношением

$$P(t) \sim \cos(\omega t).$$

Здесь $\omega = eH/mc$ — частота ларморовской прецессии спина мюона. Внутр. магн. поля изменяют характер зависимости $P(t)$. Если эти поля направлены случайным образом, слабо меняются за время жизни мюона t_0 и малы по сравнению с H , то:

$$P(t) \sim \exp(-\delta^2 t) \cos(\omega t).$$

Величина δ^2 характеризует деполаризацию (релаксацию) σ_x в связи с распределением локальных магн.

полей на мюоны. Процесс деполаризации имеет гауссовский вид и объясняется нарушением фазовой когерентности в прецессии спинов отл. мюонов. Если локальные магн. поля, действующие на отл. мюоны, становятся переменными во времени, то процесс деполаризации замедляется, и при достаточно быстром изменении полей релаксация приобретает экспоненциальный вид

$$P(t) = \exp(-2\delta^2 t) \cos(\omega t).$$

Величина τ^{-1} характеризует частоту изменения локального магн. поля на мюонах. Изменение локальных полей возникает как за счёт флуктуаций внутр. магн. полей, так и за счёт диффузии мюонов. В МСР-экспериментах часто используются понятие скорости релаксации — величины Λ , обратной времени, за к-рое поляризация мюонов уменьшается в e раз.

На рис. 2 представлены данные, полученные при изучении диффузии мюонов в поликристаллич. образце меди. Анализ зависимости скорости релаксации Λ от T позволил обнаружить эффект подбарьерного тунелирования мюонов (см. Туннельный эффект). При диффузии мюоны перемещаются по междоузлиям решётки и вклады локальных полей в поворот спинов отл. мюонов усредняются. Эффект усреднения тем сильнее, чем чаще смена полей на мюонах. Поэтому при ускорении диф-

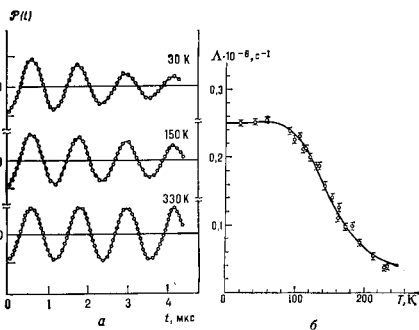


Рис. 2. Изучение диффузии μ^+ в меди: а — временные зависимости МСР-сигнала $P(t)$; б — зависимость скорости релаксации Λ от T .

фузии с ростом тем-ры T величина Λ уменьшается, а при замедлении — увеличивается. В области плато мюоны можно считать локализованными. В ходе диффузии происходит подбарьерное тунелирование мюонов. При $T \sim 100 - 200$ К ср. время t пребывания частицы в междоузлии хорошо описывается зависимостью:

$$\tau^{-1} = \nu_0 \exp(-\theta/T) = \nu_0 Z \exp(-e\sqrt{um\delta^2/\hbar^2}) \exp(-\theta/T),$$

где ν_0 — частота нулевых колебаний частицы в междоузлии ($\sim 10^{13}$ с $^{-1}$), Z — число ближайших междоузлий; экспоненциальный множитель, не зависящий от T , определяет вероятность тунелирования под барьером высотой δ и шириной δ , e — коэф. (~ 1), определяемый формой потенци. барьера, m — масса мюона, θ — энергия, необходимая для переноса локальной деформации решётки яра переходе мюона из одного междоузлия в другое (см. Полярон), $\theta \ll u$. Для меди $f = (7,61 \pm 0,04)$ с 2 , $\theta = (562 \pm 17)$ К. Величина u для мюона составляет 4000 К.

Скорость релаксации Λ зависит от симметрии мест локализации мюонов в решётке, расположения кристал-

лографич. осей относительно H и от выхода у ядер решётки квадрупольного электрического моментов.

Мюоний (Mu). При торможении в веществе положит. мюоны, подхватывая электроны, образуют связанное состояние (μ^+e^-), подобное атому водорода. В большинстве случаев такая атом живёт слишком малое для регистрации время ($\sim 10^{-11}$ с), т. к. мюон попадает в окружение частиц со спонтанными электронными спинами. Однако в вен-рых полупроводниках и диэлектриках атом Mu живёт достаточно долго и может быть обнаружен.

Осн. состояние мюония в общем случае является суперпозицией 4 состояний, отвечающих разл. комбинациям спинов электрона и мюона. Правила отбора по магн. квантовому числу приводят к тому, что в выражение $P(t)$ для поперечного магн. поля входят 4 частоты. Зависимость $P(t)$ упрощается, если внеш. поле H мало по сравнению с полем, создаваемым магн. моментом мюона на связанном электроне. В этом случае две частоты, близкие по величине частоте сверхтонкого расщепления ω_0 , определяемой плотностью волновой ф-ции электрона на мюоне в системе (μ^+e^-), обычно не детектируются (в вакууме $\omega_0 \approx 4463$ МГц). Оставшиеся 2 частоты могут быть зарегистрированы.

На рис. 3 показана т. н. двухчастотная прецессия спина мюона в кварце:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_{M\mu}) [1 + aP(t)];$$

$$P(t) = \frac{1}{2} \exp(-t/\tau_{M\mu}) \cos \Omega t \cdot \cos \omega t.$$

Здесь $\tau_{M\mu}$ — ср. время жизни связанного состояния (μ^+e^-) в кварце ($\sim 1,5 \cdot 10^{-6}$ с), ω — частота ларморов-

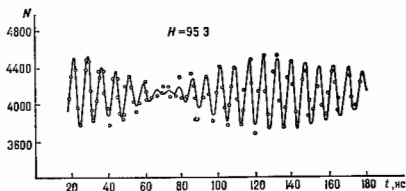


Рис. 3. «Двухчастотная» прецессия спина мюона в плавленном кварце.

ской прецессии мюония, $\Omega = \omega^2/\omega_0^2$. Измеренное в кварце значение ω_0 практически совпадает с величиной сверхтонкого расщепления для мюония в вакууме. Для мн. полупроводников ω_0 заметно отличается от вакуумного. В Ge и Si обнаружено по 2 типа связанных состояний (μ^+e^-).

Эксперименты при $H = 0$ и $H \parallel \sigma_x$. На рис. 4 показан вид зависимости $P(t)$, измеренной в сверхпроводящем состоянии сплава Nb_3Al при диле-дильном взаимодействии мюонов с ядрами решётки в отсутствие диффузии мюонов. Внеш. поле H в образце полностью отсутствует из-за *Мейснера эффекта*. Релаксация обусловлена взаимодействием мюонов с магн. моментами ядер кристаллич. решётки. Эксперим. зависимость описывается ф-цией Кубо — Тойба:

$$P(t) = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} (1 - \delta^2 t^2) \exp(-\delta^2 t^2/2),$$

при выводе к-рой предполагается гауссовский закон распределения внутр. магн. полей в местах локализации мюонов со средн.квадратичным отклонением $\sqrt{\langle \Delta H^2 \rangle}$:

$$\delta^2 = \frac{1}{3} \left(\frac{c}{mc} \right)^2 \langle \Delta H^2 \rangle.$$

плавный выход на значение $1/2$ при $t \rightarrow \infty$ — объясняется прецессией спинов первоначально поляризованных мюонов в поперечных, постоянных во времени магн. полях, описываемых гауссовским распределением. Найденное в Nb_3Al значение величин δ соответствует среднеквадратичной величине поля на мюоне $\sqrt{\langle \Delta H^2 \rangle} = 8,2$ Э.

Метод нулевого поля используется для изучения медленных процессов замещения локальных полей на мюонах. Зависимость $P(t)$ в случае $H = 0$ более чувствительна к малым значениям t , чем в случае $H \perp \sigma_x$, а также в тех случаях, когда возмущающее воздействие внеш. поля является фактором, разрушающим изучаемое явление.

До 1988 года $H \parallel \sigma_x$ обычно использовались для того, чтобы замедлить и сделать наблюдаемыми процессы быстрой деполаризации мюонов за счёт взаимодействия с электронами среды. Дальнейшим развитием метода МСР послужили эксперименты по определению расщепления энергетических уровней мюона в веществе, напр. при взаимодействии с квадрупольными моментами ядер решётки (см. *Ядерный квадрупольный резонанс*). Когда энергия аземановского расщепления для мюона при увеличении H сравнивается с суммой аземановской энергии ядра и энергии квадрупольного расщепления, становится возможным взаимный переворот спинов мюона и ядра ($H \uparrow - \text{flor}$). При этом деполаризация резко ускоряется. Зависимость скорости релаксации Λ от внеш. поля H носит резонансный характер.

Технические средства. Метод МСР используется практически на всех ускорительных, имеющих пучки поляризов. мюонов низких энергий, в т. ч. на всех *мюонных фабриках*. Современная МСР-установка — автоматизиров. система, управляемая ЭВМ. Мюоны и позитроны регистрируются телескопами сцинтилляц. детекторов. Позитронные телескопы обычно два — вдоль и против хода пучка продольно-поляризов. мюонов. Логика идентификации мюонов и позитронов призвана выделять истинные события распада из стохастич. потоков мюонов пучка и позитронов при наличии фонового частиц. Использование мюонитящих *пропорциональных камер* для определения координат точки распада мюона позволяет исследовать весь образцов одновременно и практически полностью подавить искажение МСР-спектров, возникающие из-за регистрации позитронов от распада мюонов, оставшихся в не исследуемого образца, и фона.

Наряду с регистрацией и кодированием времён жизни отд. мюонов, на пучках с импульсной структурой используется т. н. аналоговый съём информации. С детектора, регистрирующего интегральный спектр позитронов от всех мюонов одного импульса (обычно *черенковский счётчик*), снимается сигнал, форма к-рого кодируется и заносится в память ЭВМ. Итоговая гистограмма получается суммированием сигналов от отд. «пачек» мюонов (такой способ не накладывает ограничений на интенсивность пучков мюонов).

На импульсных пучках мюонов выполняются также стробоскопич. эксперименты и эксперименты в скрещенных магн. полях ($H \perp \sigma_x$ и $H \parallel \sigma_x$). Стробоскопич. способ основан на поиске резонанса в зависимости интегрального счёта позитронов от внеш. магн. поля. Резонанс наблюдается при совпадении частоты ларморовской прецессии спина мюона с частотой следования «пачек» мюонов. Эксперименты в скрещенных полях во-

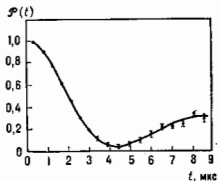


Рис. 4. Релаксация спина мюона в сверхпроводящем состоянии сплава Nb_3Al .

сат резонансный характер и подобны методу ядерного магнитного резонанса.

Эксперименты с μ^- затруднены из-за конкуренции процесса μ -захвата.

Лит.: Мезоны в шестиде. Труды Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезонно-нуклонных процессов в веществе. Дубна, 7-10 июля, 1977 г., Дубна, 1977; Muon spin rotation. Proceedings of the International Conferences, Switzerland, 1978, «Hyperfine Interactions», 1978, v. 6, № 1-4; Бел о у с о в Ю. М. и др., Исследование металлов с помощью положительных мезонов, «УФН», 1979, т. 129, с. 3; К и р и л о в В. Г., У р г о в И. О., В. П. Н и к и т и н Ю. П., С е р г е е в Ф. М., Атомы и мезоны, М., 1980; MSR-2, Vancouver, Canada, 1980, «Hyperfine Interactions», 1981, v. 8, № 4-6; G i r e t t e C. H. I., N i k o l a y A., Investigation of matter with positive muons, «Adv. Ser. High Energy Physics Reviews», 1983, v. 3, p. 89; MSR-3, Shimoda, Japan, 1983, «Hyperfine Interactions», 1984, v. 17-19, № 1-4; K a r l s s o n E., The use of positive muons in metal, in: K. Muons and pions in materials research, Amsterdam, 1984, S. 11 и т. д.; Muon spin rotation spectrometer, Bristol, 1985; MSR-4, Uppsala, Sweden, 1986, «Hyperfine Interactions», 1986, v. 31, № 1-4; Труды Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мезонов и пионов с веществом, Дубна, 1987.

И. И. Гуревич, А. Н. Пономарев.

МЮОННЫЙ АТОМ (мю-нуклонный атом) — атомодобная система $Z\mu$, состоящая из атомного ядра и отрицательно заряженного мюона (μ^-), к-рая, как правило, содержит ещё нек. электронов. Свойства $M. a.$ подобны свойствам обычного *водородоподобного атома* с зарядом ядра Z , а некоторые различия обусловлены отличием массы μ^- от массы электрона m_e : $m_\mu = 206,769 m_e$. Поэтому характерные размеры $M. a.$ $a_n = h^2/m_\mu e^2 Z \approx 2,6 \cdot 10^{-11} Z^{-1}$ см. Это примерно в 200 раз меньше размеров обычных атомов, и при $Z \approx 50$ они становятся даже меньше размеров ядра. Напр., радиус ближайшей к ядру орбиты μ^- в $M. a.$ свива почти в 2 раза меньше, чем радиус ядра Pb, т. е. μ^- о с а ч а с т ь времени проводит внутри ядра. Это позволяет использовать свойства $M. a.$ для изучения распределения электр. заряда по объёму ядра.

В отличие от *абронных атомов* пребывание μ^- в ядре не приводит к исчезновению $M. a.$ (захвату мюона ядром), поскольку *мюоны* взаимодействуют с нуклонами ядер значительно слабее, чем *аброны*. Поэтому время жизни $M. a.$ определяется временем жизни свободного мюона $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с. Однако с увеличением заряда ядра *слабое взаимодействие* мюона с ядром возрастает. Для лёгких элементов вероятность захвата мюона ядром $[Z + \mu \rightarrow (Z - 1) + \nu_\mu]$ растёт пропорционально Z^4 и уже при $Z \approx 10$ сравнивается с вероятностью распада свободного мюона. При больших Z рост вероятности μ -захвата замедляется, а при $Z = 70-90$ время жизни $M. a.$ $\tau \sim 10^{-7}$ с, т. е. примерно в 20 раз меньше τ_μ .

$M. a.$ образуются при захвате мюонов кулоновским полем ядра Z . При этом из электронной оболочки атома выбивается один или нек. электронов (обычно внешних). $M. a.$ образуются вначале в возбуждённых состояниях и за время порядка $10^{-11}-10^{-13}$ с переходит в осн. состоянии, освобождая энергию в виде рентгеновских и γ -квантов или передавая её оже-электронам. Измеряя энергию радиац. переходов в тяжёлых $M. v.$, можно получить информацию о распределении зарядов в ядре, а также о его размерах и форме. Иногда возможны беззлучательные переходы с передачей энергии на возбуждение ядра.

Компактная система $Z\mu$ для внеш. электронной оболочки эквивалентна ядру с зарядом $Z - 1$, т. е. при захвате мюона кулоновским полем к-л. ядра, напр. Ne, образуется $M. a.$ $Z\mu$ с алектронной оболочкой соседнего атома F. Взаимодействие сильнов μ^- и алектрона из оболочки атома фтора в магн. поле позволяет проследить судьбу этого атома и даёт способ измерять абс. скорость хим. реакции изоляров. атома F (см. *Мезонная химия*).

Наиб. изучены простейшие $M. a.$ именно $M. a.$ гелия He и водорода пр. Радиус орбиты μ^- в них сравним с комптоновской длиной волны электрона $h/m_e c$ (т. е. в 200 раз меньше радиуса боровской орбиты электрона), поэтому для них эффекты *поляризации вакуума*

и обусловленный ими *лаэмбовский сдвиг* $\Delta E_{\text{Л}}$ весьма значительны ($\Delta E_{\text{Л}} = 1,38$ эВ для He и $\Delta E_{\text{Л}} = 0,202$ эВ для пр. для атома H $\Delta E_{\text{Л}} = 0,44 \cdot 10^{-6}$ эВ).

$M. a.$ изотопов водорода пр. $d\mu$ и $t\mu$ отличаются от др. $M. a.$ своей нейтральностью, благодаря к-рой, а также благодаря своей малости они подобно нейтронам свободно проникают сквозь электронные оболочки атомов и при столкновениях с их ядрами участвуют в многочисл. мезоатомных процессах. Особый интерес вызывает совокупность процессов в смеси дейтерия и трития, в к-рой благодаря явлению *мюонного катализа* один мюон за время жизни τ_μ может осуществить ~ 150 реакций синтеза ядер дейтерия и трития по схеме $\mu^- \rightarrow t\mu \rightarrow dt\mu \rightarrow \text{He} + t + \mu^- + 17,6$ МэВ, освобождая при этом ок. 150 нейтронов и энергию $\sim 2,5$ ГэВ.

Лит.: Баркоп Э., Экзотические атомы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, с. 527; К и м Е., Мезонные атомы и ядерная структура, пер. с англ., М., 1975; К и р и л о в В. Г., У р г о в И. О., В. П. Н и к и т и н Ю. П., С е р г е е в Ф. М., Атомы и мезоны, М., 1980; Экзот. атомы, N. У.—Л., 1980; Б е т т и С. Д. Ж., Экзотические атомы, «СЧА», 1982, т. 13, с. 164.

Л. И. Пономарёв.
МЮОННЫЙ КАТАЛИЗ — явление синтеза (слияния) ядер изотопов водорода, происходящее при суств. участии отрицательно заряж. *мюонов*. Мюоны, образуя с ядрами мезомолекулы, способствуют сближению ядер на расстояния, достаточные для протекания ядерной реакции. Освобождаясь после акта реакции, μ^- могут повторить этот процесс (т. е. они выступают в качестве катализатора).

В отсутствие мюонов реакции синтеза, напр. ядер дейтерия $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + p$ или ядер дейтерия и трития $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$, происходят с заметной вероятностью лишь при высоких энергиях \approx сталкивающихся частиц, $E \approx 1-10$ кэВ, т. е. при темп-рах в десятки и сотни млн. градусов, поскольку ядрам нужно путём туннельного перехода преодолеть высокий барьер кулоновского отталкивания, чтобы сблизиться до расстояний действия ядерных взаимодействий ($r_N \approx 5 \times 10^{-13}$ см) (рис. 1). При торможении отрицательно заряж. мюонов в плотной смеси изотопов водорода за вре-

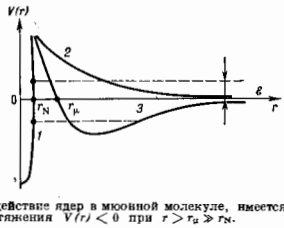


Рис. 1. Схематическое изображение потенциальной энергии V взаимодействия ядер в зависимости от расстояния r между ними: 1 — сильное притяжение на малых расстояниях $r < r_N$; 2 — кулоновское отталкивание на больших расстояниях; 3 — взаимодействие ядер в мюонной молекуле, вынесет область притяжения $V(r) < 0$ при $r > r_N \approx r_N$.

мя 10^{-12} с образуются *мюонные атомы* пр. $d\mu$ и $t\mu$. Из-за малых размеров и электронейтральности мезоатомов водорода ведут себя подобно нейтронам: они свободно проникают сквозь электронные оболочки атомов и подходят на близкие расстояния к их ядрам. При этом происходит многообразные μ -атомные и μ -молекулярные процессы: перхват мюонов ядерными более тяжёлых изотопов $p\mu + d \rightarrow d\mu + p$, $d\mu + t \rightarrow t\mu + d$; образование мюонных молекул $d\mu + p \rightarrow p\mu$ и т. д. Образование мюонных молекул является решающим условием протекания $M. k.$ В принципе (благодаря экранировке кулоновского поля ядра мюонов в мезоатоме водорода и значит. уменьшению ширины кулоновского барьера) реакции синтеза могли бы протекать на лету, т. е. при столкновениях свободных мезоатомов с ядрами изотопов водорода (напр., $d\mu + p \rightarrow {}^3\text{He} + \mu^-$, $d\mu + d \rightarrow {}^4\text{He} + \mu^-$ и т. д.). Однако в мюонных молекулах ядра удаляются друг от друга на расстояния порядка удвоенного боровского радиуса мезоатома $2r_\mu \sim 5 \cdot 10^{-11}$

см, что в соти раз меньше ср. расстояния между ядрами в жидком и газообразном водороде ($\sim 4 \cdot 10^{-8}$ см). Поэтому частота столкновений ядер, приводящих к подбарьерному переходу и реакции синтеза в мюонных молекулах, напр. $p\bar{d}\mu \rightarrow {}^3\text{He} + \mu$, $d\bar{d}\mu \rightarrow {}^3\text{He} + n + \mu$, в млн. раз больше, чем в реакции на лету. Особовидший μ^- вновь может образовывать мезоатом и повторить ещё раз всю цепочку реакций $d\bar{d} + p \rightarrow p\bar{d}\mu \rightarrow {}^3\text{He} + \mu$ и т. д. В принципе число таких реакций ограничено лишь временем жизни мюона $\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с. Однако в действительности почти всегда μ^- в процессе реакции «прилипает» к образовавшемуся ядру гелия $p\bar{d}\mu \rightarrow \mu^+{}^3\text{He}$ и в дальнейшем выпадает из цикла последоват. реакций, приводящих к синтезу ядер. Эта реакция «отравления катализатора» не столь существенна при синтезе ядер дейтерия $d\bar{d}\mu \rightarrow {}^3\text{He} + n + \mu$, в к-рой только 12% мюонов «прилипает» к ядру ${}^3\text{He}$ по реакции $d\bar{d}\mu \rightarrow \mu^+{}^3\text{He} + n$. Ещё меньше мюонов ($\sim 0,6\%$) «прилипает» к ядру ${}^4\text{He}$ в реакции $d\bar{t}\mu \rightarrow \mu^+{}^4\text{He} + n$.

На возможность реакции синтеза в мюонной молекуле $p\bar{d}\mu$ указал в 1947 Ф. Франк (F. Frank). В 1954 Я. В. Зельдович выполнил первые расчёты этого процесса, включая механизм образования мюонных молекул, согласно к-рому μ -атом водорода при столкновении с ядром атомарного водорода связывается в мюонную молекулу путём передачи энергии связи мезомолекулы атомному электрону (именно такою механизмом образования мезомолекул $p\bar{r}\mu$, $p\bar{d}\mu$, $t\bar{d}\mu$). Одновременно он указал на то, что наличие в мезомолекулах возбуждённых уровней с малой энергией связи может приводить к существ. увеличению вероятности их образования. В 1957 Л. Альварес (L. W. Alvarez) и др. впервые экспериментально обнаружили реакции М. к. $p\bar{d}\mu \rightarrow {}^3\text{He} + \mu$ и $d\bar{d}\mu \rightarrow T + p + \mu$. К пач. 80-х гг. М. к. ядерных реакций синтеза в водороде и дейтерии был хорошо изучен как экспериментально, так и теоретически.

Мезоатомные и мезомолекулярные процессы, составляющие последовательность реакций М. к., отличаются большим разнообразием. Одно из таких явлений — резонансное образование мезомолекул $d\bar{d}\mu$ — наблюдалось впервые группой В. П. Джелелова в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (Дубна) в 1964—66. В 1967 Э. А. Весман предложил объяснение этому явлению, предположив у мезомолекул $d\bar{d}\mu$ наличие слабосвязанного вращательно-колебат. состояния $J = v = 1$ (где J и v — вращат. и колебат. квантовые числа) с энергией $\epsilon_{11} \approx -2$ эВ (указание на возможность существования такого состояния было получено С. С. Герштейном в 1958). Это состояние действительно было обнаружено в 1973 в расчётах группы Л. И. Пономарева в Дубне (в настоящее время энергия этого состояния известна с большой точностью: $\epsilon_{11} = -1,975$ эВ).

В 1977 в результате теоретич. расчётов та же группа обнаружила у мезомолекул $d\bar{t}\mu$ слабосвязанное вращательно-колебат. состояние ($J = v = 1$) с энергией $\epsilon_{11} = -0,657$ эВ. Благодаря наличию такого состояния мезомолекулы $d\bar{t}\mu$ должны образовываться резонансным образом с большой скоростью (в конденсиров. среде за время $\sim 10^{-8}$ с). В 1979 этот вывод был подтверждён экспериментально группой В. П. Джелелова и В. Г. Зинова и др. Теоретич. представления о резонансном характере образования мезомолекул $d\bar{t}\mu$ надёжно обоснованы в экспериментах группы С. Джонса (S. Johns, Лос-Аламос, 1983), в к-рых измерена резонансная скорость $\lambda_{d\bar{t}\mu} \approx 3 \cdot 10^8$ с $^{-1}$ образования $d\bar{t}\mu$ -молекул, а также её зависимость от темп-ры смеси.

В резонансном процессе $t\bar{d} + D_2 \rightarrow [(d\bar{t}\mu)e]_{v,J}$ мезоатом $t\bar{d}$, приближаясь к одному из ядер молекулы D_2 , объединяется с ним в мезомолекулу $d\bar{t}\mu$, к-рая становится твёрдым «ядром» мезомолекулярного комплекса $[(d\bar{t}\mu)e]$ в возбуждённом колебательном (v) и вращательном (J) состоянии, а выделяющаяся при

этом энергия связи мезомолекулы передаётся на колебания и вращение мезомолекулярного комплекса.

Группа Джонса наблюдала в жидкой смеси дейтерия и трития 180 ± 20 циклов М. к., к-рые осуществляет один мюон по схеме, представленной на рис. 2 (где $\lambda_{d\bar{t}} \sim$

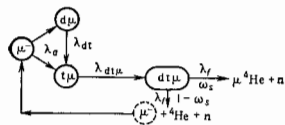


Рис. 2.

$\sim 10^{12}$ с $^{-1}$ — скорость образования $d\bar{t}$ - и $t\bar{d}$ -атомов, $\lambda_{d\bar{t}} \approx 3 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $\lambda_{t\bar{d}} \geq 4 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $\lambda_f \approx 10^{12}$ с $^{-1}$ — скорость ядерного синтеза в мезомолекуле, $\omega_s = 0,58 \cdot 10^{12}$ — вероятность «прилипания» μ^- к гелию). Число циклов катализа x_c приближённо равно:

$$x_c^{-1} \approx \omega_s + \frac{\lambda_{c\bar{d}}}{\lambda_{d\bar{t}}c_d} + \frac{\lambda_c}{\lambda_{d\bar{t}}c_d c_t}$$

где c_d и c_t — концентрации дейтерия и трития в смеси ($c_d + c_t = 1$), ϕ — плотность смеси в единицах $N_0 = 4,25 \cdot 10^{23}$ ядер/см 3 , $\lambda_0 = 0,46 \cdot 10^8$ с $^{-1}$ — скорость распада свободного мюона. Т. о., в плотной смеси дейтерия и трития один μ^- может осуществить до 170 циклов катализа и освободить при этом ~ 3 ГэВ энергии и ~ 170 нейтронов.

Вывод о высокой эффективности М. к. в дейтерий-тритиевой смеси позволил рассмотреть разл. возможности использования этого явления для производства ядерной энергии и нейтронов. Первую схему мюон-катализат. гибридного реактора рассмотрел Ю. В. Петров в 1979. В этой схеме предлагается увеличивать энерговыделение в реакции $d\bar{t}\mu \rightarrow {}^4\text{He} + n + p + \mu$ с энергией 14,1 МэВ в урановом blankets при делении ядер урана, $n + {}^{235}\text{U} \rightarrow \text{осколки}$, и образования ядер плутония, $n + {}^{239}\text{Pu} \rightarrow {}^{239}\text{Pu}$. Предварит. оценки показывают, что такая гибридная система может оказаться экономически эффективной в ядерной энергетике будущего. Интенсивные исследования М. к. продолжают во многих лабораториях мира.

Лит.: Зельдович Я. В., Герштейн С. С., Ядерные реакции в холодном водороде, «Физи.» 1960, т. 71, с. 581; Gerstein S. S., Ponomarev L. I., Mesomolecular processes induced by μ^- and π^- mesons, in: Muon physics, v. 3, ed. by V. W. Hughes, C. S. Wu, N. Y., 1975; П о н о м а р е в Л. И., Мюонный катализ ядерных реакций синтеза, «Природа», 1979, № 9; Петров Ю. В. Гибридные ядерные реакторы и мюонный катализ, там же, 1982, № 4; Vassili L., Fiorentini G. et al., Mesic molecules and muon catalysed fusion, «Phys. Repts», 1982, v. 80, p. 182; Л. И. Пономарев, Л. И. Пономарев, М. ООНЫ (устар. мю-мезоны; μ^-) — заряженные элементарные частицы со спином $1/2$, временем жизни $2,2 \cdot 10^{-6}$ с, массой, приблизительно в 207 раз превышающую массу электрона (в энергетик. единицах ок. 105,7 МэВ); относятся к классу лептонов. Отрицательно заряженный (μ^-) и положительно заряженный (μ^+) М. являются частицей и античастицей по отношению друг к другу.

Открытие. М. были впервые обнаружены в космических лучах (1936—37) К. Андерсоном (С. D. Anderson) и С. Неддермейером (S. H. Neddermeier). Вначале М. пытались отождествить с частицей, к-рая, согласно гипотезе Х. Юкавы (H. Yukawa), является переносчиком ядерных сил. Однако такая частица должна была бы интенсивно взаимодействовать с ядрами, тогда как опытные данные показывали, что М. слабо взаимодействуют с веществом. Об этом свидетельствовал сам факт обнаружения М. на уровне моря: частицы, обладающие сильным взаимодействием, должны были бы практически полностью поглотиться в атмосфере Земли. Этот «парадокс» был разрешён в 1947 после открытия μ^-

мезонов, обладающих свойствами частицы, предсказанной Юкавой и распадающейся на M и нейтрино: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Источники. Осн. источником M в космос. лучах на ускорителях высоких энергий является распад λ -мезонов (пионов) и K -мезонов (каонов), интенсивно рождающихся при столкновениях адронов (напр., протонов) с ядрами вещества. Др. источником M могут быть, напр., процесс рождения пар $\mu^+ \mu^-$ фотонами высоких энергий, распады гиперонов, очарованных частиц. На уровне моря M образуют осн. компоненту ($\sim 80\%$) всех частиц космич. излучения. На соар. ускорителях высокой энергии получают лучки M с интенсивностью до 10^8 — 10^9 частиц в 1 с.

Поскольку спин мюонного нейтрино ν_μ , воаключающего вместе с μ^+ , ориентирован против направления импульса ν_μ , а спин мюонного антинейтрино $\bar{\nu}_\mu$, возникающего вместе с μ^- , — в направлении импульса $\bar{\nu}_\mu$, M , образуясь от двухчастичных распадов $\pi \rightarrow \mu \nu$, $K \rightarrow \mu \nu$, имеют «вышужденное» направление спина, определенное законами сохранения импульса и угл. момента: спин μ^+ от распада покоящихся пионов и каонов по каналу $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ направлен против импульса μ^+ , а спин μ^- в направлении его импульса. Этот факт проверен прямыми экспериментами. В др. реакциях (напр., $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \nu_\mu$, $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\mu$) ориентация спина M противоположна «вышужденной» в соответствии с тем, что в слабом взаимодействии с заряженными токами μ^- входит с отрицательной, а μ^+ с положительной спиральностью.

Т. к. пионы практически полностью распадаются по каналу $\pi \rightarrow \mu \nu$, а для заряж. каонов реакция $K \rightarrow \mu \nu$ происходит с вероятностью 63,5% (вероятность распада $K \rightarrow \mu \nu$ составляет ок. 3%), то в зависимости от кинематич. условий образования M и экспериментального их выделения (а также от спектра пионов и каонов) они оказываются частично или полностью поляризованными в направлении своего импульса (μ^-) или против него (μ^+).

При импульсах пионов $p_\pi \geq (m_\pi^2 - m_\mu^2)/2m_\mu \approx 39,3$ МэВ (в системе единиц, в к-рой $c = 1$) все образующиеся в распаде $\pi \rightarrow \mu \nu$ M летят в переднюю (относительно импульса пиона) полусферу (m_π — масса частицы π). М. от распада ультрарелятивистских пионов ($\beta_\pi \geq m_\pi$) летят в лаб. системе а узком конусе с углом раствора θ_{\max} , определяемым условием

$$\sin \theta_{\max} = (m_\pi^2 - m_\mu^2)/2m_\mu p_\pi \approx 0,039/p_\pi$$

(где импульс пиона p_π выражен в ГэВ). При этом M равномерно распределены по энергии в области от $(\beta_\mu)_{\min} \approx \beta_\pi (m_\mu/m_\pi)^2 \approx 0,57\beta_\pi$ до $(\beta_\mu)_{\max} \approx \beta_\pi$, т. е. ве могут иметь энергию меньше 0,57 β_π . М. вблизи верх. края спектра ($\beta_\mu \approx \beta_\pi$) вылетают в системе покоя пиона в направлении его импульса (и имеют соответствующий пологит, спиральность для μ^- и отрицательную для μ^+ в лаб. системе), в то время как М. вблизи ниж. границы спектра ($\beta_\mu \approx 0,57 \beta_\pi$) вылетают (в системе покоя пиона) против его импульса и имеют в лаб. системе противоположные значения спиральности. Используя эти анализ, можно, т. о., экспериментально выделить M с любыми значениями спиральности.

Взаимодействия мюонов

Мюонное число. М. обладают универсальным электрослабым взаимодействием и вместе с мюонным нейтрино составляют «второе поколение» лептонов $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$

[вряду с первым $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$ и третьим $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$]. Лептоны, входящие в разл. поколения, отличаются лептонными числами (электронным, мюонным, τ -лептонным), сохраняющимися с высокой степенью точности (хотя в не-

к-рых теоретич. моделях и предсказывается возможность их нарушения). О сохранении мюонного числа свидетельствует, напр., отсутствие на опыте процессов $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$ и $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ (на уровне, меньшем соответственно $5 \cdot 10^{-11}$ и $2,4 \cdot 10^{-12}$ от вероятности всех др. распадов M), а также отсутствие процессов $\mu^- A Z \rightarrow e^- A Z$ и $\mu^- A Z \rightarrow e^- A Z_\pm$ для ряда ядер с зарядом Z (в единицах элементарного заряда e) и массовым числом A (на уровне, меньшем соответственно $6 \cdot 10^{-12}$ и $3 \cdot 10^{-10}$), к-рые могли бы происходить в случае несохранения мюонного числа.

Отсутствие аномальных взаимодействий. Экспериментально не обнаружено наличие у M к.-л. аномальных (отличных от универсального электрослабого) взаимодействий. Одним из сильных (косвенных) эксперим. ограничений на отсутствие аномальных взаимодействий M является измерение с очень высокой точностью его магн. момента:

$$\mu_\mu = 1,001165924(9) \frac{e\hbar}{2m_\mu c}$$

Полученное значение согласуется с предсказаниями квантовой электродинамики и указывает, что размер M меньше 10^{-16} см (см. Аномальный магнитный момент). Поиск аномальных взаимодействий M активно проводился в связи с теоретич. попытками объяснить за счет таких взаимодействий большое различие масс M и эл.тронов при универсальности их слабых и эл.-магн. взаимодействий (т. н. проблема μ -е-универсальности). После открытия новых поколений фермионов (τ -лептона и тяжелых кварков) указанная проблема переросла в общую проблему поиска механизма, обуславливающего возникновение масс лептонов и кварков. В теоретич. моделях, согласно к-рым массы лептонов и кварков возникают благодаря взаимодействию с Хиггса бозонами, различие в массах связывается с неуниверсальностью этого взаимодействия.

Взаимодействие мюонов с нейтральными токами. Универсальный характер электрослабого взаимодействия M и др. лептонов с нейтральными токами подтверждается прямыми экспериментами по распадам Z^0 -бозона, $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $e^+ e^-$, и косвенными измерениями нарушения зеркальной и зарядовой симметрии в процессах $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\tau^+ \tau^-$ на встречных электрон-позитронных пучках, а также в рассеянии поляризованных μ^\pm на ядрах (в этих процессах происходит интерференция эл.-магн. взаимодействия и слабого взаимодействия, обусловленного обменом Z^0 -бозоном).

Взаимодействие мюонов с заряженными токами. μ^- - р а с п а д. Распад M происходит благодаря слабо-муонному взаимодействию токов $(\nu_\mu \mu)$ и $(\nu_e e)$:

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu. \quad (1)$$

Тип нейтрино, испускаемых в распаде M , определяется законом сохранения лептонных чисел M и эл.тронов. Он подтверждается прямыми нейтринными экспериментами. Так, в экспериментах с мюонными нейтрино высоких энергий наблюдался обратный μ -распад, идущий по схеме $\nu_e e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$ на электронах вещества (порог этой реакции в лаб. системе ок. 10 ГэВ), и не наблюдалось рождения M в пучке мюонных антинейтрино. (Последняя реакция должна была бы происходить, если бы в распаде μ^- хотя бы частично испускалось мюонное антинейтрино, напр. происходила бы реакция $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_\mu \nu_e$.) С др. стороны, как показывает эксперимент на мезонной фабрике, нейтрино от распада μ^+ , остающаяся в веществе, рождают в детекторе электроны (в результате реакции $\nu_e A Z \rightarrow e^- A Z_+$) и не рождают позитронов (к-рые могли бы возникать от реакции $\nu_e A Z \rightarrow e^+ A Z_-$). Тем самым доказывается, что в распаде μ^+ возникает электронное нейтрино ν_e (и не рождается антинейтрино $\bar{\nu}_e$). Одновременно получаются также эксперим. ограничения сверху на вероятности переходов $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ и $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Дос-

тнгулата в экспериментах точность позволяет утверждать, что вероятность распада по каналу $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ (если он существует) составляет во всяком случае менее 5% от вероятности распада по каналу (1). Все наблюдаемые характеристики распада М. (1) [спектр электронов (позитронов), асимметрия их вылета относительно направления спина М. и её энергетич. зависимость, продольная и поперечная поляризация электронов (позитронов)] полностью согласуются с (V-A)-вариантом слабого взаимодействия *заряженных токов* ($\nu_{\mu e}$) и ($\nu_{e\mu}$). Полная вероятность (Γ_0) распада М. по каналу (1) в единицу времени, равная абсолютной времени жизни М. в вакууме τ_μ , определяется (в единицах $\hbar = c = 1$) выражением

$$\Gamma_0 = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} \quad (2)$$

где G_F — константа универсального (V-A)-взаимодействия (константа Ферми), а $\tau_\mu = 2,19709(5) \cdot 10^{-6}$ с. Распад М. (1) с участием одних только лептонов даёт уникальную возможность наиб. точного эксперим. нахождения константы Ферми. Сравнение константы Ферми, определённой из распада М., с константами полупереходных распадов с изменением *странности* позволяет найти углы смешивания кварков (в частности, *Кабиббо углы*). Величина G_F была использована также для предсказания масс промежуточных векторных бозонов W^\pm, Z^0 . Для определения G_F с точностью лучшей, чем 1%, необходимо учитывать *радиационные поправки* к процессу (1) за счёт виртуальных фотонов.

Для полностью поляризованного М. ($\bar{P} = 1$) без учёта релакс. поправок

$$\frac{d^2\Gamma}{d\Omega dE} = \frac{\Gamma_0}{2\pi} [(3 - 2e) \pm \cos\theta(2e - 1)] e^2. \quad (3)$$

Спектр электронов (позитронов) получается из (3) интегрированием по телесному углу $d\Omega$ и имеет вид

$$\frac{d\Gamma}{dE} = 2\Gamma_0(3 - 2e)e^2. \quad (4)$$

(В общем случае произвольного четырёхфермионного взаимодействия этот спектр характеризуется т. н. параметром Мишеля ρ). Наиб. вероятным оказывается вылет электронов (позитронов) с максимально возможными значениями импульса (рис. 1).

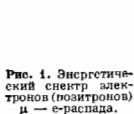


Рис. 1. Энергетический спектр электронов (позитронов) μ^- — e^- распада.

Асимметрия вылета $e^+(e^-)$ относительно спина М., согласно (3), зависит от их энергии. В области высоких энергий ($e \sim 1$) угл. распределение определяется фактором $(1 \pm \cos\theta)$, в то время как для низких энергий ($e \ll 1$) — фактором $(1 \pm \frac{1}{2}\cos\theta)$. Т. о., асимметрия имеет разный знак для высоко- и низкоэнергетич. областей спектра. Усреднение (3) по спектру даёт:

$$\frac{d\Gamma}{d\Omega} = \frac{\Gamma_0}{4\pi} (1 \pm \frac{1}{2}\cos\theta). \quad (5)$$

Знак усреднённой по спектру асимметрии совпадает со знаком асимметрии в высокоэнергетич. области спектра, т. к. в ней содержится большая доля электронов (позитронов). Указанные закономерности качест-

венно объясняются учётом спиральности частиц в распадах (1). Макс. энергии $e^+(e^-)$ отвечает кинематика распада (1), когда оба нейтрино образуются с одинаковыми и параллельными импульсами. В этом случае их суммарный спин равен нулю, и из сохранения момента следует, что электрон, имеющий отрицат. спиральность, должен в осн. вылетать в направлении, противоположном спину μ^+ , а позитрон, имеющий положит. спиральность, — в направлении спина μ^+ (рис. 2, а, б). Если энергия $e^+(e^-)$ много меньше энергий μ -распада,

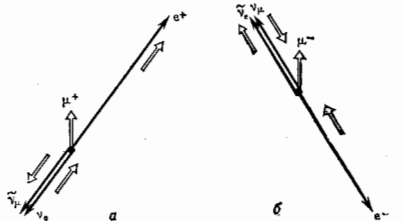


Рис. 2. Схематическое изображение распада μ^+ (а) и μ^- (б) для энергии электронов (позитронов) вблизи верхней границы спектра; тонкие стрелки — направление импульсов частиц, двойные — направление их спина.

то нейтрино должны двигаться с приблизительно равными и противоположно направленными импульсами. В этом случае их суммарный спин равен 1 и направлен вдоль импульса ν_μ в распада μ^+ и против импульса ν_μ в распада μ^- . Сохранение момента требует в этой ситуации, чтобы импульс e^- был прем. направлен против спина μ^+ , а импульс e^+ — вдоль спина μ^- (рис. 3, а, б).

Рис. 2 и 3 наглядно демонстрируют нарушения зеркальной (P) и зарядовой (C) симметрий в процессах μ^\pm -распадов. О первом свидетельствует наличие асим-

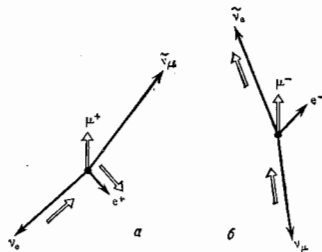


Рис. 3. То же, что на рис. 2, вблизи нижней границы спектра e^+ (а) и e^- (б).

метрии вылета электрона (позитрона) относительно плоскости, перпендикулярной спину М., а о втором — разд. знак этой асимметрии в распадах μ^+ и μ^- . Вместе с тем очевидно выполнение комбинационной (CP) симметрии: распад μ^- выглядит как отражённый в зеркале распад μ^+ (при отражении в плоскости, перпендикулярной спину, его направление не меняется, а перпендикулярная плоскости компонента импульса меняется на противоположную).

Существование асимметрии вылета позитронов относительно спина М. в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде позволяет по измерению угл. распределения электронов определить поляризацию М., и её изменение со временем, происходящее, напр., в результате прецессии спина М. во внеш.

магн. поле (или в локальных магн. полях в веществе), образования мюония, его хим. реакций в веществе и т. д. На этой основе создан оригинальный метод изучения вещества и кинетик явлений (т. н. μ SР-метод), существенно дополняющий такие классич. методы, как ЯМР, ЭПР, нейтронография.

Согласно (V — A) теории, электроны (позитроны) от распадов M. должны обладать продольной поляризацией $P_{\mu+} = -P_{\mu-} = v/c \approx 1$ (v — скорость e^{\pm}). Этот факт подтвержден экспериментально (с точностью ~6%). Проводились поиски поперечной поляризации e^{\pm} в распаде M. Наличие такой поляризации свидетельствовало бы о присоед. др. вариантов слабого взаимодействия, отличных от (V — A). При этом обнаружение поляризации e^{\pm} перпендикулярной плоскости, в к-рой лежат спин M. и импульс e^{\pm} , явилось бы доказательством нарушения T-инвариантности (см. *Обращение времени*). Эксперимент показывает отсутствие такой поляризации, установленная для неё верхний предел на уровне ~2%.

μ — захват μ^- . Захват μ^- ядрами вещества является процессом, к-рый совместно с μ -распадом определяет время жизни отрицательно заряженных M. в веществе. Попадая в конденсиров. вещество, μ^- за времена порядка 10^{-12} с тормозится до скоростей атомных электронов и захватывается ядрами на возбужденные орбиты μ -мезоатомов (см. *Мюонный атом*). Далее путем серии каскадных переходов за времена меньше 10^{-11} с переходит на K-орбиту мезоатома. (В процессе этих переходов происходит за счёт спин-орбитального взаимодействия денполяризация первоначально поляризованных μ^- , так что на K-орбите мезоатома поляризация μ^- не превышает 15—20%.) Ядерный захват μ^- происходит с K-орбиты мезоатома благодаря слабому взаимодействию, приводящему к реакции



на одном из протонов ядра. При этом процесс захвата μ^- ядром может существенно отличаться от μ -захвата свободным протоном (6) и требует рассмотрения коллективных возбуждений образующегося ядра. Реакция (6) соответствует элементарное слабое взаимодействие заряд. токов: лептонного (ν_{μ}) и кваркового (ud), приводящее к превращению кварков внутри нуклонов:



Вероятность μ -захвата лёгкими ядрами пропорциональна Z^4 и при $Z \approx 6$ сравнивается с вероятностью μ -распада. Такая закономерность обусловлена тем, что вероятность μ -захвата пропорциональна числу протонов в ядре (Z) и значению квадрата модуля волновой функции M., находящегося на K-орбите, в точке нахождения ядра: $|\Psi(0)| = Z^3/\pi a_{\mu}^3$ (где $a_{\mu} = \hbar^2/m_{\mu}e^2 = 2,5 \cdot 10^{-11}$ см — боровский радиус для M.). Указанное расстояние предполагает, что радиус K-орбиты мезоатома больше размеров ядра. Оно не применимо для $Z \geq 30$, когда радиус K-орбиты $a_{\mu}Z$ становится сравнимым с радиусом ядра. Для этих значений Z вероятность μ -захвата слабо зависит от Z. Время жизни μ^- в соответствующих веществах определяется в осн. вероятностью μ -захвата и составляет $\sim 10^{-7}$ с.

M. на K-орбите мезоатома, ядро к-рого обладает отличной от нуля спином, может находиться в разл. состояниях сверхтонкой структуры, отвечающих разл. ориентации спина M. и ядра. Благодаря синевой зависимости универсального слабого (V — A) взаимодействия вероятность μ -захвата из разных состояний сверхтонкой структуры может сильно различаться. Так, для мезоатома водорода др. вероятность захвата из нижнего, синглетного состояния сверхтонкой структуры (отвечающего полному спину $F = 0$) составляет $\Lambda_0(p) \approx 660$ с $^{-1}$, в то время как вероятность захвата из триплетного состояния ($F = 1$) $\Lambda_1(p) \approx 12$ с $^{-1}$. Измеряя экспериментально вероятности μ -захвата из разл. состояний сверхтонкой структуры, можно по-

лучить ценные сведения о *форм-факторах* слабого взаимодействия. В частности, μ -захват предоставляет уникальную возможность измерения константы т. н. индукторов. псевдоскалара (g_P), величина к-рой предсказывается теорией частично сохраняющегося аксиального тока (см. *Аксиальный ток частично сохраняется*). Полученные данные хорошо согласуются с теоретич. предсказаниями. Наиб. важные сведения (с точки зрения возможности их теоретич. интерпретации) получаются из экспериментов по μ -захвату простейшими ядрами: протоном, дейтроном, He 3 . Вместе с тем эксперим. изучение процесса μ -захвата сложных ядрами даёт, напр., возможность высветить важный вопрос о перенормировке константы g_P в ядерной материи. Следует отметить, что захвату M. в водороде и дейтерии предшествует стадия разнообразных мезомолекулярных процессов (переход в ниж. состояние сверхтонкой структуры, образование мезомолекулы), увеличивающих в неск. раз вероятность μ -захвата в этих веществах.

Элементарное слабое взаимодействие заряд. токов (ν_{μ}) и (ud), ведущее к μ -захвату, подробно изучено в нейтринных реакциях на водороде, дейтерии и сложных ядрах. Эти реакции сводится к элементарным процессам $\nu_{\mu} + d \rightarrow u + \mu^+$, $\bar{\nu}_{\mu} + u \rightarrow d + \mu^+$, $\nu_{\mu} + d \rightarrow u + \mu^+$ и используются для определения *структурных функций* кварков и антикварков.

Слабое взаимодействие мюонов с т-лептоном и тяжёлыми кварками. Помимо слабого взаимодействия заряд. тока (ν_{μ}) с токами ($e\nu_e$) и (ud) экспериментально изучены также процессы, вызываемые взаимодействием тока (ν_{μ}) с кварковыми токами (us), (cs), (cd) и (cb) [подлептоны (в ряде случаев — чисто лептонные) распадаются странных очарованных и красных (прелестных) частиц, нейтринные реакции с испусканием M. и рождением странных и очарованных частиц]. Взаимодействие тока (ν_{μ}) и (ν_{τ}) проявляется в распадах т-лептона $\tau^- \rightarrow \nu_{\mu} \bar{\nu}_{\mu} \nu_{\mu}^+$, $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} \mu^+ \nu_{\mu}$ и согласуется с теорией электрослабого взаимодействия.

Проникающая способность мюонов

M. высокой энергии тормозится в веществе за счёт эл.-магн. взаимодействия с электронами и ядрами вещества. До энергий 10^{11} — 10^{12} эВ M. теряют энергию и осн. на ионизацию атомов среды [прибл. $2\text{МэВ}/(\text{г}\cdot\text{см}^2)$ вещества, напр. $\sim 4,5$ ГэВ на 1 м пути, проходимого в железе]. Ср. пробег M. в этой области растёт пропорционально их энергии, а их угол. отклонение определяется многократным кулоновским рассеянием на ядрах вещества. Т. к. $m_{\mu} \gg m_e$, вероятность потери энергии M. в результате тормозного излучения или рождения пар e^+e^- значительно меньше, чем для электронов (указанные процессы, а также расщепление атомных ядер начинают играть доминирующую роль при энергиях M. выше 10^{12} эВ, ограничивая дальнейший линейный рост длины пробега M. в веществе с увеличением энергии). Эти факторы вместе с отсутствием у M. сильного взаимодействия обуславливают высокую проникающую способность M. как по сравнению с адронами, так и по сравнению с электронами и γ -квантами. В результате M. космич. лучей не только легко проникают через атмосферу Земли, но и углубляются в грунт на значит. расстояния (в зависимости от их энергии). В подземных экспериментах M. космических лучей с энергией больше 10^{12} эВ регистрируются на глубине неск. км.

Большая проникающая способность при высоких энергиях позволяет легко выделять M. экспериментально среди др. заряд. частиц по их способности проходить через толстые (в неск. м) фильтры (напр., из железа). Таким способом изучались каналы распадов $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и др.

Лит.: Мюон физик., ed. by Ч. В. Цукерс, С. S. Wu, в. 1—3, N. Y.—[а. о.], 1975; Вайсберг А. О., Мю-мезон, М., 1964; Балашов В. В., Корелман Г. Я., Эрем-

ж и я Р. А., Поглощение мезонов атомными ядрами, М., 1978; Оку и я Л. В., Лептон и кварки, М., 1981. С. С. Герштейн. **МЯГКИЕ ПРОЦЕССЫ** — реакции с участием адронов с малым поперечным импульсом ($\lesssim 1$ ГэВ/c) всех регистрируемых частиц. При высоких энергиях сталкивающихся частиц это соответствует сечению, вкладу в сечение области больших прицельных параметров (порядка размера адронов). К М. п. можно отнести процессы упругого рассеяния, дифракционной диссоциации, перезарядки, множественные процессы и др., дающие осн. вклад в полное сечение взаимодействия частиц.

Наиб. известная феноменологич. схема описания М. п. — *Редже полосо метод* [1], где поведение амплитуды бинарного процесса $a + b \rightarrow c + d$ определяется особенностями в комплексной плоскости орбитального момента парциальной амплитуды перекрестного канала (см. *Перекрестная симметрия*). При этом особенность Померанчука (померон), имеющая квантовые числа вакуума, определяет асимптотику полного сечения взаимодействия, к-рое слабо зависит от нач. энергии \sqrt{s} [допустимая Фрауссера ограничением скорость роста полного сечения $\sigma_{tot} < (\ln s)^2$].

Особенности с квантовыми числами мезонов I, ω, ρ, A_2 определяют энергетич. зависимость сечений реакций перезарядки $\sigma_{ex} \sim 1/\sqrt{s}$. Важным предсказанием метода, подтвержденным экспериментально, является сужение с ростом энергии конуса рассеяния, т. е. сущест. области переданных импульсов.

Значит, успехи в качеств. описании характерных свойств М. п. были достигнуты в аддитивной модели кварков, в к-рой предполагается, что каждый адрон состоит из валентных (конституентных) кварков, независимо рассеивающихся друг на друга. Одно из наиб. ярких следствий этой гипотезы — соотношение Левина — Франкфурта [2], согласно к-рому отношение полных сечений взаимодействия протона и пиона с протоном равно отношению числа валентных кварков этих частиц, т. е. $3/2$. Подтверждены экспериментом и др. предсказания модели, напр. соотношение между сечениями взаимодействия К-мезонов и гиперонов, в состав к-рых входит страннй кварк.

В *квантовой хромодинамике* (КХД) изучение М. п. наталкивается на перешенную проблему *убеждения цвета*. Большая величина константы связи не позволяет описывать М. п. методами теории возмущений. Тем не менее идеи и повятия КХД широко используются при построении феноменологич. моделей. Так, в модели дуальных струн (см. *Струнные модели адронов*) вклад *реджеона* в амплитуду упругого рассеяния или бинарный перезарядки описывается плоским кварковым графиком (рис. 1, а). Соответствующие реджеону множеств. процессы, согласно *унитарности условию*, являются результатом замедления и аннигиляции пары валентных кварка-антикварка сталкивающихся адронов и образования в конечном состоянии цветной струны с

(рис. 2, а) соответствует образованию двух струн в конечном состоянии, фрагментирующихся независимо (рис. 2, б). Этому отвечает кварковый график цилиндрич. топологии (рис. 2, в). В таком подходе удеётся

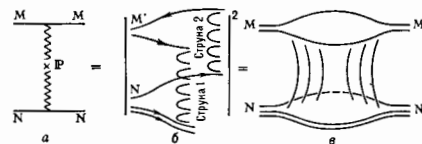


Рис. 2. Графики, описывающие вклад реджеона: а — обмен помероном P ; б — соответствующее сечение процесса множественного рондения, отвечающее разрыву двух струн; в — соответствующая нварковая диаграмма, имеющая топологию поверхности цилиндра.

связать между собой многие параметры теории Редже, к-рые ранее считались независимыми, напр. пересечения траекторий Редже с разными квантовыми числами. Адронизация струн описывается или с помощью феноменологич. функций фрагментации (см. *Партоны*), или путём моделирования методом Монте-Карло образования адронов в модели цветной струны [3].

В настоящее время происходит интенсивное развитие моделей, описывающих М. п. в рамках представлений КХД, однако полное их понимание может быть достигнуто лишь после решения проблемы удержания цвета.

Лит.: 1) Коллинз П., Введение в релятивистскую теорию и физику высоких энергий, пер. с англ., М., 1980; 2) Левин в и Е. М., Франкфурт Л. Л., Гипотеза кварков и соотношения между сечениями при высокой энергии, «Письма в ЖЭТФ», 1965, т. 2, с. 105-33; Искупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика, Тб., 1986.

В. Э. Копельсон.
МЯГКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ — режим возбуждения колебаний, при к-ром автоколебания возникают самопроизвольно, без нач. толчка, за счёт имеющихся флуктуаций в колебат. системе.



НАБЛЮДАЕМАЯ (измеряемая, или физическая, величина) в *квантовой механике* — физ. величина, удовлетворяющая след. требованиям: 1) для физ. систем существуют состояния, в каждом из к-рых рассматриваемая величина с достоверностью имеет вполне определенное характерное для этого состояния значение (наз. собственным значением данной величины); 2) в результате измерения рассматриваемой величины в любом произвольном состоянии физ. системы получается одно из её собств. значений. Состояние, в к-ром физ. величина принимает то или иное собств. значение, наз. её собственным состоянием и имеет, отвечающий (или принадлежащий) данному собств. значению. Одному и тому же собств. значению может принадлежать неск. собств. состояний рассматриваемой физ. величины, отличающихся значениями, к-рые принимают в них к.-л. др. величины. В этом случае собств. значение величины наз. вырожденным. (Так, собств. значение квадрата угла момента принадлежит неск. собств. состояний, отличающихся значениями проекции момента на произвольную ось в пространстве.) Требование 1 представляет собой условие повторяемости измерения физ. величины по крайней мере для не-

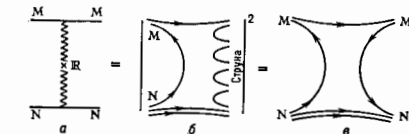


Рис. 1. Графики, описывающие вклад реджеона (R) в мнимую часть амплитуды упругого мезон-нуклонного (M — N) рассеяния: а — обмен реджеоном; б — соответствующее сечение (вклад модуля амплитуды) процесса множественного рондения адронов, отвечающее разрыву одной струны; в — соответствующая плоская топологическая нварковая диаграмма.

бстрыми кварком и антикварком (или дикварком) на концах (рис. 2, б), к-рая благодаря рождению кварк-антикварковых пар из вакуума распадается на бесцветные адроны (в осн. л-мезоны). Вкладу померона

к-рых определ. состояний физ. системы. Действительно, если физ. система находится в состоянии, представляющем к.-л. состоянием физ. величины, то любые повторные измерения этой величины будут всегда давать определ. результат — её собствен. значение в данном состоянии. Отсутствие же собствен. состояний означало бы, что у физ. систем нет состояний в к-рых повторные измерения величины давали бы тот же результат, и поэтому эту величину нельзя рассматривать в качестве измеримой, т. е. наблюдаемой, или физической.

Из принципа суперпозиции состояний (см. Суперпозиции принцип) и требования 2, предъявляемого физ. величине, следует, что любое физ. состояние системы может быть представлено в виде суперпозиции собствен. состояний физ. величины, т. е. собствен. состояния образуют полную систему векторов состояния. Аналогичными свойствами обладают собствен. векторы линейного эрмитового оператора, собствен. значения к-рого являются действит. числами. Поэтому в качестве одного из постулатов квантовой механики принимается то, что каждой физ. величине соответствует линейный оператор, собствен. значения к-рого равны собствен. значениям физ. величины, а собствен. векторы являются собствен. состояниями физ. величины, принадлежащими данному собствен. значению.

Две физ. величины являются одновременно измеримыми, если существуют состояния, в к-рых обе эти величины с достоверностью принимают одновременно свои собствен. значения (т. е. собствен. состояния одной из них являются одновременно собствен. состояниями другой). Необходимым и достаточным условием этого является условие коммутативности операторов, отвечающих этим величинам. Если две величины A и B не измеримы одновременно, то теряет прямой смысл понятие произведения этих величин, т. к. оператор произведения двух некомутирующих эрмитовых операторов A и B физ. величин не будет эрмитовым (т. е. не может отвечать к.-л. физ. величине) $(AB)^{\dagger} = BA \neq AB$. Однако в этом случае можно определить т. н. симметризов. произведение двух величин как величину, к-рой соответствует эрмитов оператор $\frac{1}{2}(AB + BA)$. Состояние физ. системы может быть определено путём задания нек-рой совокупности физ. величин, характеризующих систему (т. н. полного набора измеримых величин). Очевидно, что физ. величины, входящие в полный набор, должны быть измеримы одновременно, т. е. их операторы должны коммутировать.

Лит. см. при ст. Квантовая механика. С. С. Герштейн.

НАБЛЮДАЕМЫЕ АЛГЕБРА — множество наблюдаемых физ. систем, наделённое структурой алгебры над полем комплексных чисел. Наблюдаемой наз. любую физ. величину, значения к-рой можно найти экспериментально. Т. к. всякий эксперимент осуществляется в ограниченной области пространства и в течение конечного промежутка времени, то каждая наблюдаемая локализована в нек-рой ограниченной области O пространства-времени M , т. е. её значения можно измерить посредством экспериментов в O . Две наблюдаемые одной системы наз. совместными (несовместными) между собой, если они допустимы (не допускают) одновременное и независимое измерение. В классич. системах все наблюдаемые совместны. Для релятивистских квантовых систем, в силу причинности принципа, любые две наблюдаемые совместны, если они относятся к областям из M , разделённым пространственноподобным интервалом. Наблюдаемая, локализованная в ограниченной области M и подчинённая принципу причинности, наз. локальной и наблюдаемой. Т. о., для релятивистских квантовых систем все наблюдаемые локальны; однако на практике удобно причислять к наблюдаемым также глобальные, суммарные характеристики системы, типа полного заряда, полной энергии-импульса, и т. п., получаемые из локальных

наблюдаемых при помощи к.-л. предельных операций. В этом смысле говорят о квазилокальных и глобальных наблюдаемых.

Наблюдаемые можно представлять с помощью разл. матем. объектов. Для квантовой теории, где состояния системы обычно представляются векторами гильбертова пространства \mathcal{H} , стандартным является представление наблюдаемых операторами в гильбертовом пространстве, причём операторы, отвечающие совместным наблюдаемым, коммутируют между собой. Операторы должны быть эрмитовыми, ибо измеримые значения наблюдаемых вещественны, операторы могут быть ограниченными и неограниченными (в частности, наблюдаемым координат и импульсов, удовлетворяющим канонич. перестановочным соотношениям, всегда отвечают неограниченные операторы). Однако, т. к. операторы наблюдаемых эрмитовы, неограниченными операторами можно сопоставить ограниченным спектральным проекциям неограниченных. В этом случае множество всех наблюдаемых квантовой системы отвечает множеству A эрмитовых (ограниченных) операторов в \mathcal{H} . Добавляя к A все произведения его элементов, получаем алгебру R , к-рая наз. Н. а. квантовой системы (хотя не все её операторы отвечают наблюдаемым). Иногда вместо указанного добавления вводят новую операцию перемножения операторов: $B \cdot A = (AB + BA)/2$; по отношению к этой операции A — коммутативная алгебра, принадлежащая классу т. н. йордановых алгебр. В квантовой механике алгебра R обычно совпадает с алгеброй $B(\mathcal{H})$ всех ограниченных операторов в \mathcal{H} .

Ясно, что с помощью Н. а. можно описывать любые физ. системы, классические и квантовые, релятивистские и нерелятивистские. Наиб. плодотворным такой способ описания оказывается в квантовой теории, где успешно развивается алгебраич. подход в квантовой статист. механике и алгебраический подход в квантовой теории поля. В последнем случае, чтобы учесть принцип причинности, нужно рассматривать множества наблюдаемых для каждой ограниченной (ибо наблюдаемые локализованы в ограниченных областях) области O из M . Описание релятивистской квантовой системы с помощью таких множеств существует в двух вариантах: конкретный подход, где $A(O)$ — множество эрмитовых элементов алгебры фон Неймана $R(O)$; абстрактный подход, где $A(O)$ — множество эрмитовых элементов абстрактной C^* -алгебры $\mathfrak{U}(O)$. Алгебры $R(O)$ и $\mathfrak{U}(O)$ наз. алгебрами локальных наблюдаемых (локальными алгебрами) области O ; их совокупности для всех ограниченных областей O подчиняется системе аксиом (см. Аксиоматическая квантовая теория поля). Объединению локальных алгебр по всем O можно придать структуру C^* -алгебры; эта алгебра наз. квантовой локальной алгеброй, а её элементы — квазилокальными наблюдаемыми. Объединению алгебр $R(O)$ по всем O можно придать также структуру алгебры фон Неймана; эта алгебра включает в себя квазилокальную и наз. глобальной алгеброй, а её элементы — глобальными наблюдаемыми. Состояния системы при этом обычно рассматривают как нормированные положит. функционалы на квазилокальной алгебре; представляющие состояния вектором в гильбертовом пространстве является частным случаем такой трактовки. Аналогично строится и алгебраич. подход в квантовой статист. механике. Место множеств $A(O)$ здесь занимают множества $A(V)$ наблюдаемых, отвечающих конечным областям пространства или, в решётчатых системах, конечным подмножествам ячеек решётки. Аналогом фундам. принципа локальности (причинности) в релятивистской теории здесь служит требование взаимной совместности любых наблюдаемых, отвечающих непересекающимся областям.

Описание квантовополевой системы с помощью локальных алгебр первоначально использовалось для

построения асимптотич. теории. Затем оно стало применяться и для изучения конкретных моделей. Алгебраич. аппарат открывает здесь большие возможности: выбирая разл. состояния на квазилокальной алгебре, можно канонически строить описания системы, обладающие разл. желательными свойствами — наличием, отсутствием или вырождением вакуума, сохранением или нарушением тех или иных симметрий и т. п. В статистич. механике алгебраич. методы оказываются эффективными для описания и изучения равновесных состояний. С их помощью, напр., установлена эквивалентность разл. определенных равновесного состояния, доказаны соотношения Онсагера для модели стационарной неравновесной термодинамики.

Лит.: Рю в л ь Д., Статистическая механика. Строгие результаты, пер. с англ., М., 1974; Э м х Ж., Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля, пер. с англ., М., 1976; Ф и д д е в и Д. Л., И к у б о в с к и й О. А., Лекции по квантовой механике, Л., 1966; Х о р ж и к и С. С., Введение в алгебраическую квантовую теорию поля, М., 1986. С. С. Хоружий

НАБЛЮДЕНИИ ОБРАБОТКА — см. *Анализ данных*.
НАВЬЕ — СТОКСА УРАВНЕНИЯ — дифференц. ур-ния движения вязкой жидкости (газа). В простейшем случае движения несжимаемой (плотность $\rho = \text{const}$) и неагрегаемой (температура $T = \text{const}$) жидкости Н.—С. у. имеют вид:

a) в векторной форме

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{v}; \quad (1)$$

b) в проекциях на прямоуг. декартовы оси координат (система трёх ур-ний)

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 v_x. \quad (2)$$

Здесь t — время; x, y, z — координаты частицы жидкости; v — её скорость (v_x, v_y, v_z — проекции v); \mathbf{F} — объёмная сила (X, Y, Z — проекция \mathbf{F}); p — давление; $\nu = \mu/\rho$ — кинематич. коэф. вязкости (μ — динамич. коэф. вязкости) и

$$\nabla^2 v_x = \frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}.$$

Н.—С. у. (2) служат для определения v_x, v_y, v_z как ф-ций x, y, z, t . Чтобы замкнуть систему, к ур-ниям (2) присоединяют ур-ние неравновесия, имеющее для несжимаемой жидкости вид

$$\theta = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Для интегрирования ур-ний (2), (3) требуется задать начальные (если движение не является стационарным) и граничные условия. Граничным условием для скоростей в вязкой жидкости является условие прилипания к твёрдым стенкам: на неподвижной стенке $v = 0$, а на движущейся стенке v равно скорости соответствующей точки стенки.

В общем случае движения сжимаемой вязкой жидкости (газа) Н.—С. у. в проекциях на прямоуг. декартовы оси координат имеют вид

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = \\ = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial \mu}{\partial x} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial \mu}{\partial y} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \\ + \frac{\partial \mu}{\partial z} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial \mu}{\partial x} \theta \left(-\frac{2}{3} \mu + \mu' \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где μ' — т. н. второй коэф. вязкости (см. *Вязкость и Объёмная вязкость*). Обычно при решении задач гидродинамики объёмную вязкость не учитывают, полагая $\mu' = 0$.

Коэф. μ зависит вообще от температуры T , где $T = T(x, y, z, t)$; при этом зависимость $\mu(T)$ считается известной. Т. о., ур-ния (4) содержат 6 неизвестных ф-ций от координат и времени: $v_x, v_y, v_z, p, \rho, T$. Чтобы

замкнуть систему, к ур-ниям (4) присоединяют *неравновесию уравнение*, ур-ние баланса энергии и *Клапейрона уравнение*.

Если зависимость $\mu(T)$ можно пренебречь, полагая $\mu = \text{const}$, то Н.—С. у. для сжимаемой жидкости принимает более простой вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} = \\ = X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2}{3} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \nu \nabla^2 v_x. \end{aligned} \quad (5)$$

В этом случае к ур-ням (5) присоединяют ур-ние неравновесия и ур-ние состояния в виде $p = p(\rho)$.

Н.—С. у. применяют при изучении движений реальных жидкостей и газов. Однако в силу нелинейности этих ур-ний точные решения удаётся найти лишь для небольшого ряда частных случаев; в большинстве конкретных задач ограничиваются отысканием тех или иных приближённых решений (см. *Гидродинамика*). Применяются также численные методы интегрирования этих ур-ний с использованием ЭВМ.

Лит.: К о ч и н Н. Е., К и б е л ь И. А., Р о з е Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Гидродинамика, 4 изд., М., 1988; Л о в я н с к и й Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987. (В первых двух источниках Н.—С. у. приведены в цилиндрич. и сферич. координатах.) См. также лит. при ст. *Гидроаэромеханика*. С. М. Тарс

НАГРЕВ ПЛАЗМЫ — процесс передачи энергии внеш. источников на энергию хаотич. движения частиц плазмы; важен для осуществления *управляемого термоядерного синтеза*.

Существует неск. методов Н. п. В установках с магн. удержанием плазмы (токамаках, открытых ловушках, стеллараторах и др.) основными являются: омический (джоулен) нагрев; нагрев с помощью ВЧ эл. магн. поля; нагрев пучками атомов. В импульсных установках с магн. удержанием плазмы применяют также нагрев с помощью быстронарастающего магн. поля, инжекции в плазму электронных и ионных пучков и лазерного излучения.

Омический нагрев наиб. прост по физ. принципам и по техн. реализации; он применяется гл. обр. в замкнутых ловушках — *токамаках* и *стеллараторах*. Мощность омич. Н. п. определяется ф-лой $P = I^2 R$, где I — тороидальный ток, R — сопротивление плазменного витка. Т. к. ток I ограничен сверху условиями устойчивости плазмы, мощность омич. нагрева велика только при высоком сопротивлении плазмы. Для полностью ионизов. плазмы $R \propto T^{-1/2}$, где T — температура плазмы, поэтому мощность омич. нагрева быстро падает с ростом температуры и при термоядерных температурах ($T \sim 10^8$ К) используют др. методы нагрева.

Высокочастотные методы Н. п. чаще всего основаны на использовании разл. резонансных эффектов.

И о н о - ц и к л о т р о н н ы й р е з о н а н с н ы й н а г р е в (ИЦНР) определяется условием равенства частоты ω влещ. поля первой или второй гармонике лонной циклотронной частоты $\omega = \omega_{B1} = ZeV/mc$ (Ze — заряд иона, V — индукция удерживающего магн. поля, m — масса иона). Обычно ИЦНР в крупных токамаках требует применения эл. магн. колебаний с длиной волны ~ 10 м. Иногда применяется ИЦНР на ионах малой примеси (напр., на ионах Ne^3 в дейтериевой плазме). Можно создать также условия, когда при ИЦНР энергия будет вкладываться в осн. в электроны. На крупных совр. токамаках мощность ИЦНР достигает 18 МВт. Достоинствами ИЦНР являются относит. простота и доступность мощных генераторов декаметрового диапазона, отсутств. недостатков — трудности ввода ДВ-колебаний в плазму, что требует установки непосредственно в вакуумной камере токамака сложных антенных структур, подвергающихся воздействию разл. видов излучения плазмы. ИЦНР (как и др. виды ВЧ-нагрева) успешно применяется также в открытых ловушках и стеллараторах.

Нижнегибридный нагрев (НГН) основан на наличии резонанса для быстрых магнитозвуковых волн (см. *Волны в плазме*) вблизи т. н. нижнегибридной частоты, к-рая для плазмы с одним сортом ионов равна $(\omega_{UH} \approx \omega_{UH}^2)$, где $\omega_{UH} = eB/mc$ — электронная циклотронная частота. В крупных токамаках нижнегибридной частоте соответствует длина волны $\sim 10-20$ см. Мощность НГН в совр. экспериментах достигает 10 МВт. Воздействие на плазму ВЧ-полем в диапазоне нижнегибридной частоты используется также для возбуждения и поддержания тороидального тока в замкнутых установках.

Электронно-циклотронный резонансный нагрев (ЭЦН) основан на близости частот эл.-магн. волны ω к электронной циклотронной частоте ω_{UH} (или ее гармонике). Для реактора-токамака это соответствует эл.-магн. волнам длиной 1-2 мм, генератором к-рых обычно бывают *гиротроны*. Гиротронный комплекс токамака Т-10 (СССР) обеспечивает ввод в плазму излучения мощностью 4 МВт. Применение мощного ЭЦН в открытых ловушках позволяет создавать в них «надтепловые» электроны, что необходимо для формирования в них тепловых барьеров (см. *Открытые ловушки*). ЭЦН и др. резонансные методы нагрева позволяют в определ. мере уравнивать распределением мощности нагрева по сечению плазмы.

Пучковый нагрев. Широко используется для Н. п. пучки атомов водорода (и его изотопов) с энергией от десятков кэВ до неск. МэВ. Применяются именно атомарные, а не ионные пучки, т. к. они легко проникают в сильное магн. поле. Попадая в плазму, быстрые атомы превращаются в ионы (следствие ионизации и перезарядки) и, т. к. их ларморовский радиус мал по сравнению с поперечным размером плазмы, остаются в ней и постепенно передают свою энергию частицам плазмы в результате кулоновских столкновений. Энергию пучка подбирают из условия, чтобы глубина проникновения быстрых атомов в плазму, определяемая процессами ионизации и перезарядки, была сравнима с характерным размером плазмы. Для получения атомарных пучков сначала в газоразрядном *ионном источнике* создают медленные ионы водорода (или его изотопов), затем их ускоряют до нужной энергии и, наконец, пропускают через перезарядную мишень (обычно облако газообразного водорода), где быстрый ион нейтрализуется в реакции перезарядки.

В кон. 1980-х гг. получены пучки дейтронов с энергией ≥ 100 кэВ, эквивалентным током 50 А и длительностью импульса в неск. секунд. Используя неск. пучков, мощность инжекции на крупных токамаках доводил до 30 МВт.

При энергиях дейтронов, значительно превышающих 100 кэВ, перезарядка положит. ионов становится неэффективной. Для получения атомарных пучков с большей энергией используется отрицат. ионы водорода: они также извлекаются из спец. ионного источника, ускоряются, а затем «обдираются» до нейтральных атомов в газовой мишени. Таким способом получают пучки атомов с энергией в сотни кэВ и пламяруют пучок пучки с энергией св. 1 МэВ. Достоинством метода Н. п. атомарными пучками является хорошая контролируемость процесса нагрева, недостатком — высокая стоимость соответствующих систем нагрева (особенно при больших энергиях инжекции).

Среди др. методов Н. п. в токамаках используют также адиабатич. сжатие плазменного шнура (обычно оно осуществляется как по большому, так и по малому радиусу) и нагрев НЧ-колебаниями $\omega \ll \omega_{UH}$.

Наиб. известный метод Н. п. в импульсных системах с магн. удержанием — *тета-пинч*, т. е. быстрое сжатие плазмы по радиусу нарастающим продольным магн. полем (см. *Пинч-эффект*). Таким способом на одной из экперим. установок в Лос-Аламосской лаборатории (США) была получена плазма плотностью 10^{14} см $^{-3}$ и темп-рой 10^7 К. Др. метод — столкновение плазменных

сгустков, «выстреливаемых» навстречу друг другу с двух концов установки. Большая группа методов Н. п. связана с инжекцией пучков электронов или ионов с конца установки вдоль магн. поля. Т. к. длина свободного пробега частиц пучка по отношению к кулоновским столкновениям с электронами и ионами плазмы обычно заметно превышает длину установки, нагрев осуществляется в результате возбуждения пучком надтепловых микрофлукутаций плазмы, к-рые затем передают свою энергию в тепло (группу методов нагрева, связанных с возбуждением плазменной микротурбулентности, иногда объединяют термином «турбулентный нагрев»).

В термоядерных системах с *инерциальным удержанием* плазмы Н. п. осуществляется в результате ее быстрого сжатия склонаивающейся тяжелой оболочкой. Для разгона оболочка прижимается либо реактивной силой, возникающая при абляции (испарении) ее внеш. слоя под действием мощного потока светового излучения (в сферич. геометрии), либо сила давления магн. поля, создаваемого протекающим по оболочке импульсным током (схемы миниаторного Z-пинча).

Лит.: В а б м я и м. В., Электронный термоядерный синтез, в кн.: Источники энергии, сер. Физика плазмы, т. 1, ч. 2, М., 1981; В а с о в П. Г. и др., Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, общемувед. лаб., в кн.: Источники энергии и техники, сер. Радиотехника, т. 26, ч. 1, М., 1982; Р а б о в я м. Д., Д л е ш и в и в Н. В., С о м а ш и н П. Н., Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей, М., 1986; Г о л о в В. Е., Ф о б о р о в В. И., Высоочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках, М., 1986. Д. Д. Ротом.

НАДВАРЬЕРНОЕ ОТРАЖЕНИЕ — квантовомеханич. эффект отражения частицы от *потенциального барьера* в случае, когда ее энергия больше высоты барьера. См. *Квазиклассическое приближение*.

НАИМЕНЬШЕГО ДЕЙСТВИЯ ПРИНЦИП — один из вариационных принципов механики, согласно к-рому для данного класса сравниваемых друг с другом движений механич. системы действительным является то, для к-рого физ. величина, наз. *действием*, имеет минимум (точнее, экстремум). Обычно Н. д. п. применяется в одной из двух форм.

а) Н. д. п. в форме Гамильтона — Остроградского. В этом случае под действием за промежуток времени $t_1 - t_0$ понимают величину

$$S = \int_{t_0}^{t_1} L dt,$$

где L — функция Лагранжа, зависящая от обобщенных координат системы q_i , обобщенных скоростей \dot{q}_i и времени t (см. *Лагранжа функция*). Н. д. п. в этой форме устанавливает, что среди всех кинематически возможных перемещений системы из одной конфигурации в другую (близкую к первой), совершаемых за один и тот же промежуток времени $t_1 - t_0$, действительным является то, для к-рого действие S будет наименьшим. Матем. выражение Н. д. п. имеет в этом случае вид

$$\delta S = 0, \quad (1)$$

где δ — символ *всполой* (изохронной) вариации. б) Н. д. п. в форме Мопертюга — Лагранжа. В этом случае под действием за промежуток времени $t_1 - t_0$, в течение к-рого система перемещается из конфигурации A в конфигурацию B , понимают величину

$$S_0 = \int_{t_0}^{t_1} 2T dt \text{ или } S_0 = \int_A^B \sum_i p_i dq_i,$$

где T — кинетич. энергия системы, p_i — обобщенные импульсы. Н. д. п. в этой форме устанавливает, что среди всех кинематически возможных перемещений системы из конфигурации A в близкую к ней конфигурацию B , совершаемых при сохранении одной и той же величины полной энергии системы, действительным является то, для к-рого действие S_0 будет наименьшим.

Матем. выражение Н. д. п. в этом случае имеет вид

$$\Delta \sigma_0 = 0, \quad (2)$$

где Δ — символ полной вариации (в отличие от принципа Гамильтона — Остроградского, здесь варьируются не только координаты и скорости, но и время перемещения системы из одной конфигурации в другую).

Н. д. п. в форме (2) справедлив только для консервативных и притом *голоморфных систем*. Н. д. п. в форме (1) является более общим и, в частности, может быть распространён на неконсервативные системы. Н. д. п. используются для составления ур-ний движения механич. систем и для исследования общих свойств этих движений. При соответствующем обобщении понятий Н. д. п. находит приложения в механике непрерывной среды, в электродинамике, квантовой механике и др.

Литт. см. при статьях *Вариационные принципы механики, Действие и Динамика*. С. М. Тарг.

НАИМЕНЬШЕГО ПРИНУЖДЕНИЯ ПРИНЦИП — см. *Герца принцип*.

НАИМЕНЬШЕЙ КРИВИЗНЫ ПРИНЦИП — см. *Герца принцип*.

НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ МЕТОД — метод оценивания неизвестных параметров теоретич. моделей по косвенным измерениям при параметрич. анализе данных (см. *Анализ данных*). Н. к. м. был предложен К. Гауссом (С. Gauß, 1809) для задач геодезии и астрономии в след. формулировке. Пусть существует модель явления, в k -ой x — вектор аргументов, a — вектор неизвестных параметров. Для определения параметров a проводятся косвенные измерения, т. е. измеряются не сами параметры a , а ф-ции этих параметров $f(x|a)$, вычисляемые согласно модели. Благодаря ошибкам измерения ε_n результаты измерения Y_n равны

$$Y_n = f(x_n|a) + \varepsilon_n.$$

Относительно ε_n предполагается, что они являются чисто случайными величинами, т. е. при многократном проведении измерений их ср. значения равны нулю, $M(\varepsilon_n) = 0$, $M(Y_n) = f(x_n|a)$, а также что они некоррелированы и их дисперсии равны σ_n^2 , $M(\varepsilon_n \varepsilon_m) = \sigma_n^2 \delta_{nm}$. Согласно Гауссу, в качестве оценки a (оценки Н. к. м.) следует взять величину \hat{a} , минимизирующую выражение

$$\Phi = \sum_{n=1}^N \left(\frac{Y_n - f(x_n|a)}{\sigma_n^2} \right)^2.$$

При этом подразумевается, что число измерений $N \geq I$, где I — число неизвестных параметров a_i .

Обобщением метода на случай коррелиров. ошибок измерения, $M(\varepsilon_n \varepsilon_m) = \Sigma_{nm}$, является поиск величины \hat{a} из условия минимума квадратичной формы

$$\Phi = \sum_{n,m} (Y_n - f(x_n|a)) \Sigma_{nm}^{-1} (Y_m - f(x_m|a)). \quad (1)$$

Н. к. м. используют при обработке результатов наблюдений, в раал. задач *регрессионного анализа* и т. д. Напр., в физике элементарных частиц его применяют для оценки импульса частицы по измерениям координат точек её траектории в магн. поле и оценки параметров плотности распределения $p(x|a)$ случайной величины x по числу событий Y_n в ячейках *гистограмм*.

Оптимальность оценки Н. к. м. Использование метода обусловлено оптим. свойствами его оценки для моделей с линейной зависимостью $M(Y_n) = f(x_n|a)$ от параметров a . Рассмотрим их. Итак, пусть

$$Y_n = \sum_{i=1}^I A_{ni} a_i + \varepsilon_n. \quad (2)$$

Выражение (1) в этом случае кратко записывается в виде

$$\Phi = (Y - Aa)^T \Sigma^{-1} (Y - Aa),$$

где T — символ транспонирования. В предположении, что ранг матрицы A больше или равен I , оценка Н. к. м. равна

$$\hat{a} = (A^T \Sigma^{-1} A)^{-1} A^T \Sigma^{-1} Y. \quad (3)$$

Из (3) следует, что \hat{a} является линейной оценкой, т. е. линейной ф-цией измерений Y_n . Если усреднить (3) по ошибкам измерения, то оказывается, что

$$M(\hat{a}) = a,$$

т. е. оценка является несмещённой.

Благодаря ошибкам измерения \hat{a} имеет шумовую составляющую, k -рая характеризуется матрицей ошибок (*ковариационной матрицей*):

$$K = M[(\hat{a} - M(\hat{a}))(\hat{a} - M(\hat{a}))^T] = (A^T \Sigma^{-1} A)^{-1}.$$

Диагональные элементы K_{ii} являются дисперсиями ошибок, содержащихся в \hat{a}_i .

В исследование оптимальности Н. к. м. внёс вклад А. А. Марков, к-рый в 1900 доказал след. утверждение (теорема Гаусса — Маркова): среди всех линейных несмещённых оценок минимальными дисперсиями K_{ii} обладает оценка (3), т. е. оценка Н. к. м.

В том случае, когда $\Sigma = \sigma^2 \hat{\Sigma}$, где σ^2 — неизвестный параметр, $\hat{\Sigma}$ — известная матрица, несмещённой оценкой σ^2 является величина

$$\hat{\sigma}^2 = \Phi(a = \hat{a}) / (N - I).$$

Величину $N - I$ наз. числом степеней свободы.

Подчеркнём, что перечисленные оптим. свойства оценки Н. к. м. не зависят от вида распределения вектора ε , а лишь от предположения справедливости линейной связи (2).

Иногда оказывается, что между искомыми параметрами a_i существует связь, отражающая физ. закономерность:

$$g_l(a) = b_l, \quad l = 1, \dots, L. \quad (4)$$

Напр., импульсы всех частиц в точке взаимодействия удовлетворяют закону сохранения 4-импульса. Учёт такой априорной информации приводит к уменьшению ошибок оценок параметров.

Если связи (4) линейны, т. е.

$$\sum_{i=1}^I G_{li} a_i = b_l, \quad l = 1, \dots, L, \quad (5)$$

то оценка \hat{a} Н. к. м., удовлетворяющая (5), имеет вид

$$\hat{a}_G = [(A^T \Sigma^{-1} A)^{-1} - D] A^T \Sigma^{-1} Y + C^T b, \quad (6)$$

где

$$D = (A^T \Sigma^{-1} A)^{-1} G^T [G(A^T \Sigma^{-1} A)^{-1} G^T]^{-1} G(A^T \Sigma^{-1} A)^{-1},$$

$$C = [G(A^T \Sigma^{-1} A)^{-1} G^T]^{-1} G(A^T \Sigma^{-1} A)^{-1}.$$

Можно убедиться, что оценка (6) является несмещённой, а для её матрицы ошибок K_G выполняется

$$K_G = K - D < K, \quad K_{G_i} < K_{ii},$$

т. к. D — положительно определённая матрица.

В случае нелинейных связей (4) задача построения оценки Н. к. м., удовлетворяющей (4), существенно усложняется и решается численными методами.

Разновидности Н. к. м. Важным частным случаем Н. к. м. является χ^2 -метод, к-рый используется при работе с данными, сгруппированными в гистограмму. В этом случае Y_n есть числа событий в ячейках гистограммы. При больших значениях Y_n их можно рассматривать как независимые случайные величины,

распределённые по нормальному закону. Если изучаемое распределение есть $p(x|a)$, где x — измеряемая случайная величина, a — вектор неизвестных параметров, то ср. число событий в ячейке гистограммы $\bar{Y}_n(a)$ равно $M \int_{x_n}^{x_{n+1}} dx p(x|a)$ (M — полное число событий),

а дисперсия Y_n равна $\bar{Y}_n(a)$. Тогда, согласно Н. к. м., оценка a должна находиться на минимуму выражения

$$\Phi = \sum_{n=1}^N \frac{(Y_n - \bar{Y}_n(a))^2}{\bar{Y}_n(a)} \quad (7)$$

Для упрощения задачи минимизации (7) $\bar{Y}_n(a)$ в знаменателе (7) часто заменяют на Y_n (модифицированный χ^2 -метод). Своё название метод получил по той причине, что при больших Y_n (приближение нормального распределения) $\Phi(a = \hat{a})$ распределено по χ^2 -распределению с числом степеней свободы $N - I - 1$.

Если ф-ция $f(x|a)$ или $p(x|a)$ величинны, то поиск оценки a осуществляется одним из методов численной минимизации (1) или (7). Тем не менее можно вылучить ряд асимптотич. свойств (при $N \rightarrow \infty$) оценки Н. к. м.

Оценка Н. к. м. состоятельна, т. е. при $N \rightarrow \infty$ один из корней системы ур-ний $\partial \Phi / \partial a_i = 0$ сходится к точному значению a . Оценка Н. к. м. асимптотически распределена по нормальному закону. Однако матрица ошибок \hat{a} больше обратной к информ. матрице (см. *Максимального правдоподобия метод*), т. е. оценка Н. к. м. не является эффективной. При конечных N оценка Н. к. м. является смещённой и неэффективной. Эфф. способ изучения её свойств является *Монте-Карло метод*: задавая значение a из области возможных значений, получают выборку Y_n ; по Y_n находят оценку \hat{a} и строят выборочные среднее \bar{a} и матрицу ошибок (в общем случае, выборочное распределение). Отметим, что на практике широко используют приближённое выражение для матрицы ошибок

$$K_{ij} = \sum_{n=1}^N \frac{\partial f(x_n | a)}{\partial a_i} \cdot \frac{1}{a_n} \cdot \frac{\partial f(x_n | a)}{\partial a_j}$$

В том частном случае, когда распределение Y_n является многомерным нормальным распределением, коварианц. матрица K -ро не зависит от a , Н. к. м. совпадает с методом макс. правдоподобия. В этом случае оценка Н. к. м. обладает оптич. свойствами, присущими оценке максимума правдоподобия. Кроме того, $\Phi(a = \hat{a})$ распределено по χ^2 -распределению с числом степеней свободы $N - I$.

Для нелинейных $f(x|a)$ и $p(x|a)$ широко использование Н. к. м. обусловлено двумя причинами: 1) метод не требует знания ф-ции распределения Y_n , а лишь среднего $M(Y_n) = \int f(x_n|a)$ и матрицы ошибок Σ ; 2) задача минимизации квадратичных форм (1) и (7) аналогично проще задачи минимизации ф-ции более общего вида, K -рые появляются в др. методах оценивания.

Лит.: 1) Н. к. м. Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений, 2 изд., М., 1962; К л е н о в о Н. П., С о к о л о в С. Н., Анализ и планирование экспериментов методом максимума правдоподобия, М., 1964; К у т с о в Д., Статистика для физиков, пер. с англ., М., 1970; Р а с с В. Р., Линеиные статистические методы и их применения, пер. с англ., М., 1968; Статистические методы в экспериментальной физике, пер. с англ., М., 1976. В. Н. Жгунов, С. В. Калмыков.

НАЙКВИСТА ФОРМУЛА — соотношение, описывающее распределение по частотам тепловых флуктуаций тока при напряжения в квазистационарной пассивной электр. цепи. Установлена Х. Найквистом (H. Nyquist) в 1927, k -рый показал, что флуктуации тока в цепи можно рассматривать как следствие флуктуаций случайной эдс, локализованной в цепи.

Согласно Н. ф., спектральная плотность $(E^2)_\omega$ временной корреляционной функции $\langle E(t)E(0) \rangle$ (флуктуаций) случайных эдс $E(t)$ в произвольной квази-

стационарной пассивной электр. цепи с импедансом $Z(\omega)$ равна

$$(E^2)_\omega = 2kTR(\omega), \quad R(\omega) = \text{Re}Z(\omega),$$

где $(E^2)_\omega$ связана с корреляц. ф-цией эдс соотношением

$$\langle E(t)E(0) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega (E^2)_\omega \exp(-i\omega t).$$

Спектральная плотность флуктуаций тока

$$(I^2)_\omega = 2kTR(\omega)/|Z(\omega)|^2,$$

т. к. в линейной цепи $E_\omega = Z(\omega)I_\omega$, где E_ω и I_ω — фурье-компоненты $E(t)$ и $I(t)$. Необходимое для вывода Н. ф. условие квазистационарности выполняется, если размеры электр. цепи малы по сравнению с длиной волны $\lambda \sim c/\omega$; тогда ток одинаков для всех участков цепи.

Н. ф. справедлива для достаточно низких частот и высоких темп., когда $\hbar\omega \ll kT$ и можно пренебречь квантовыми эффектами. Если это условие не выполнено, имеет место обобщённая Н. ф., выведенная Х. Калленом (H. B. Callen) и Т. Уэлтоном (Th. A. Welton) в 1951, согласно k -рой

$$(E^2)_\omega = \text{cth}(\hbar\omega/2kT)\hbar\omega R(\omega),$$

$$(I^2)_\omega = \text{cth}(\hbar\omega/2kT)\hbar\omega R(\omega)/|Z(\omega)|^2;$$

спектральные плотности $(E^2)_\omega, (I^2)_\omega$ в этом случае определяются по отношению к симметризованным временным корреляц. ф-циям вида $(1/2)\langle E(t)E(0) + E(0)E(t) \rangle$ (аналогично для тока). Эти ф-лы являются частным случаем флуктуационно-диссипативной теоремы, k -рая определяет связь между флуктуациями системы в равновесном состоянии и её диссипативными свойствами.

Из Н. ф. следует, что флуктуации тока связаны с диссипацией в цепи и системы, не обладающие активным сопротивлением, не содержат источника теплового шума. Н. ф. применима только к достаточно хорошим проводникам, для k -рых на данной частоте ω можно пренебречь влиянием тока смещения. Если не учитывать этого обстоятельства, то Н. ф. приводит к парадоксу, стремлению флуктуаций к бесконечности при разрыве цепи ($R \rightarrow \infty$). Учёт влияния тока смещения изменяет Н. ф. и снимает этот парадокс.

Н. ф. является частным случаем общей теории эл.-магн. флуктуаций (см. *Флуктуации*), k -рая основана на ур-ниях Максвелла с источником случайного шума, подобных ур-нию Лапжевена в теории броуновского движения.

Лит.: Л а в а у д Д. Д., Л и ф ш и ц Е. М., Физическая теория шума, 2 изд., М., 1962, гл. 14; Л е в и н М. Л., Флуктуации в С. М., Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, М., 1967, гл. 6; Введение в статистическую радиофизику, ч. 1 — Р и т о в С. М., Случайные процессы, М., 1976; Л и ф ш и ц Е. М., Л и т а в с к и й Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978, гл. 8. Д. И. Зубарев.

НАКАЧКА в квантовой электронике — процесс создания неравновесного состояния вещества под воздействием эл.-магн. полей, при соударениях с заряженными или нейтральными частицами, при резком охлаждении предварительно нагретых газовых масс и т. п. Н. переводит вещество из состояния термодинам. равновесия в активное состояние (с инверсией населённости), в k -ром оно может усиливать и генерировать эл.-магн. волны (см. *Квантовая электроника, Лазер*). Термин «Н.» применяется также в радиотехнике и оптике для обозначения процессов воздействия на элементы параметр. систем. Н. наз. и воздействие циркулярно поляризованным оптич. излучением на систему парамагн. частиц, находящихся в магн. поле, с целью изменения разности населённости магн. эеменовских подуровней энергии (см. *Время эффецт, Квантовые стандарты частоты, Квантовый магнито-метр*).

В классической трёхуровневой системе (рис. 1) для инверсии населённости квантовых уровней энергии в процессе H , эл.-магн. волна насыщает квантовый переход между нижним (φ_1) и верхним (φ_3) уровнями. Насыщение заключается в выравнивании населённости этих уровней. В условиях насыщения перехода $\varphi_1 - \varphi_3$ населённость уровня φ_2 может быть или больше, или меньше населённости уровней φ_1 и φ_3 . В результате возникает

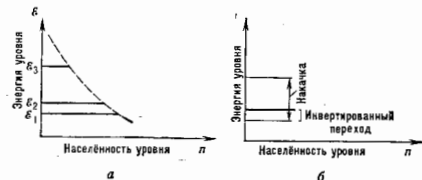


рис. 1. Накачка трёхуровневой системы: распределение населённости уровней равновесное (а) и в условиях накачки перехода $\varphi_1 - \varphi_3$ (б).

инверсия населённости на одном из переходов $\varphi_1 - \varphi_2$ или $\varphi_2 - \varphi_3$. Интенсивность эл.-магн. поля H должна быть такой, чтобы индуциров. квантовые переходы происходили значительно чаще, чем релаксация переходов с уровня φ_2 на уровни φ_1 и φ_3 . Трёхуровневая схема накачки применяется в квантовых усилителях радиодиапазона (мазеры) и в оптич. квантовых генераторах (лазеры) на рубине. В последнем случае возможна работа только в импульсном режиме, т. к. для насыщения оптич. квантового перехода в твёрдом теле требуются очень большие плотности энергии H , вызывающие при дпт. воздействие сильный разогрев и разрушение рубинового стержня (см. *Теоретический лазер*).

Более сложные схемы N квантовых систем, напр. четырёхуровневая схема N лазера на ионах неодима. Осуществить насыщение квантовых переходов в оптич. диапазоне с помощью безлазерных тепловых источников N очень трудно. С др. стороны, в условиях теплового равновесия при обычных темп-рах практически все квантовые частицы находятся на самом ниж. уровне. Выбрав вещество с четырьмя уровнями энергии, при благоприятных соотношениях скоростей релаксация переходов между уровнями можно получить инверсию разности населённости уровней φ_2 и φ_3 (рис. 2) и



рис. 2. Накачка четырёхуровневой системы: распределение населённости уровней равновесное (а) и в условиях накачки перехода $\varphi_1 - \varphi_4$ (б).

без насыщения переходов $\varphi_1 - \varphi_3$ или $\varphi_1 - \varphi_2$. Накачивая переход $\varphi_1 - \varphi_4$, можно получить инверсию на переходе $\varphi_2 - \varphi_3$, если скорость релаксация, процессов между уровнями $\varphi_3 - \varphi_2$ и $\varphi_3 - \varphi_1$ значительно меньше скорости релаксации между уровнями φ_2 и φ_1 . Под действием H частицы переходят с уровня φ_4 на уровень φ_2 и затем в результате релаксация процесса попадают на уровень φ_3 ,

где накапливаются. В то же время уровень φ_2 остаётся практически пустым, поскольку все частицы, попадающие на него, быстро переходят на уровень φ_1 .

Н. *газовых лазеров* осуществляется постоянным или импульсным током. Энергия N передается свободным электронам, к-рые сталкиваются с атомами или молекулами, ионизируют или возбуждают их. Одновременно идёт обратный процесс рекомбинации электронов и ионов с образованием возбуждённых частиц. Возбуждённые частицы сталкиваются между собой и с невозбуждёнными частицами, обмениваются энергией возбуждения и переходят на др. уровни энергии. В результате в газоразрядной плазме наблюдается широкий спектр возбуждений и возможен инверсные состояния разл. квантовых переходов в диапазоне волн от долей микрометра до долей микрометра.

В результате хим. и фотохим. реакций в газах также образуются ионы, атомы или молекулы в возбуждённом состоянии. Последующие хим. превращения в релаксация, процессы часто приводят к инверсии населённости или неосредств. продуктом реакции, или специально введённых примесей с подходящей структурой энергетич. уровней. Газоразрядные лазеры и хим. лазеры могут иметь очень большой (до 50%) коэф. преобразования мощности N в мощность лазерного излучения.

Н. *гетеролазеров* осуществляется постоянным (или импульсным) током. Под действием сильного прямого тока через $p - n$ -переход происходит диффузия носителей заряда в зону $p - n$ -перехода и повышается их концентрация до такой степени, что плотность занятых уровней вблизи дна зоны проводимости становится больше плотности занятых уровней вблизи потолка валентной зоны. Т. о. создается инверсия разности населённости уровней в узкой зоне вблизи $p - n$ -перехода. Гетеролазеры также отличаются большим кд (до 50%). Др. высококоэф. способом N полупроводникового лазера является возбуждение кристалла электронным пучком с энергией $10^6 - 10^8$ эВ. Электронный пучок проникает значит. толщину кристалла и производит в его объёме ионизацию с образованием электрон-дырочных пар с достаточной для лазерной генерации концентрацией. Кд лазера с электронно-пучковой N может достигать 30% при мощности излучения до 1 МВт.

В параметрич. устройствах радиодиапазона N осуществляет периодич. изменение величины ёмкости или индуктивности колебат. контура или резонатора. Если ёмкость конденсатора уменьшается в те моменты, когда заряд на нём максимален, и вновь увеличивается, когда заряд отсутствует, то энергия, накопленная в контуре, периодически усиливается за счёт N . В рассмотренном простейшем случае частота воздействия N вдвое превышает собств. частоту контура, на к-рой происходит усиление или генерация. Этот эффект наз. параметрич. усилением и используется в усилителях и генераторах радиодиапазона (см. *Параметрическая генерация и усиление электромагнитных колебаний*).

Аналогичные явления можно наблюдать и в оптич. диапазоне при воздействии на величину оптич. среду мощной волны N , возбуждающей бегущую волну изменяющегося показателя преломления. Эта волна при благоприятных условиях порождает вторичную эл.-магн. волну на частоте, отличной от частоты N . Условиями возникновения вторичной волны являются превышение плотности энергии волны N над определённым пороговым значением, фазовый синхронизм вторичной волны и волны изменения показателя преломления. Последнее условие может быть реализовано только в анизотропных средах (кристаллах) или в средах с аномальной дисперсией.

Н. $на$ также оптич. волну, порождающую нелинейные оптич. эффекты, связанные с изучением вторичных когерентных волн, в т. ч. вынужденное комбинац. рассеяние и вынужденное рассеяние Манделштама — Бриллюана.

Лит.: Яри в А., Квантовая электроника, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; З в е л т о Г. О., Физика лазеров, пер. с англ., 2 изд., М., 1984; Кар л о в Н. В., Лоски н о квантовой электроники, 2 изд., М., 1988; П е н И. Р., Принципы физической оптики, пер. с англ., М., 1989. А. В. Фроловский.

НАКОПИТЕЛИ заряженных частиц (накопительные кольца) — циклич. ускорители заряд. частиц, предназначенные для накопления и (или) длит. удержания (часы, дни) пучка заряд. частиц на стационарной орбите при пост. энергии. По принципиальной схеме Н., как правило, являются синхротронами — электронными или протонными (см. *Синхротрон*, *Синхротрон протонный*). Их конструкция позволяет в течение заданного времени поддерживать с высокой стабильностью уровень магн. поля, параметры ВЧ-системы, сверхвысокий вакуум и т. д., что обеспечивает пучковую стабильность параметров пучков, циркулирующих в Н.

Н. применяются в физике высоких энергий — метод *стрелы пучков* [1], в ядерной физике — в экспериментах по рассеянию заряд. частиц высокой энергии на внутр. мишенях [2,3], как источники *синхротронного излучения* (Н. электронов и позитронов) [4], для формирования пучков, содержащих большое кол-во редких частиц, для формирования сгустков нужной протяженности (накопитель-группирователи) и для создания квазипрерывного выходного пучка ускоренных частиц (накопитель-растягиватели). Н. позволяют изменять энергию частиц (ускорять или замедлять их) в пределах, предусмотренных его конструкцией.

Накопление частиц приводит к увеличению фазового объема, занимаемого пучком (эммитанса), если оно не сопровождается охлаждением частиц (см. *Охлаждение пучков* заряженных частиц). Накопление возможно как в поперечном, так и в продольном фазовых объемах. В обоих случаях — при отсутствии охлаждения — фазовые объемы накапливаемых пучков складываются (или увеличиваются ещё быстрее). Растяжение пучка применяется для увеличения полезного времени, используемого экспериментаторам, работающими на ускорителях, группирующих частицы в короткие, далеко расставленные импульсы, т. е. на ускорителях с плохим временным фактором, напр. на линейных ускорителях. В простейших кольцевых растяжителях сгустки частиц из ускорителя совершают в растяжителе большое число оборотов в отсутствие ускоряющего ВЧ-напряжения. При этом продольный размер пучка возрастает за счёт собств. разброса скоростей. Затем частицы выводятся из Н. системой медленного вывода (см. *Вывод пучка*).

Лит.: 1) Буд к е р Г. И., Ускорители со вращающимися пучками частиц, «УФН», 1986, т. 49, № 3, к в е с т и я А. Н., Ускорительные перспективы физики элементарных частиц, «УФН», 1982, т. 43, с. 3; 2) Буд к е р Г. И. и др., Возможности спектроскопических экспериментов на сверхтонких внутренних мишенях в накопителях тяжелых заряженных частиц с атомным охлаждением, в сб.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, 1977; 3) Поп о в С. Г., Эксперименты с внутренней мишенью в накопителе заряженных частиц, в сб.: Труды V семинара «Электронные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях», 1981, М., 1982; 4) К у л и п а в о в Г. Н., С к р и н с к и я А. Н., Исследование синхротронного излучения: состояние и перспективы, «УФН», 1977, т. 122, с. 369.

НАКОПИТЕЛЬНЫЕ КОЛЬЦО — устройство, предназначенное для накопления ускоренных заряд. частиц на устойчивых орбитах. См. *Накопители*.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ — характеристика магн. состояния макроскопич. тела; средняя плотность магн. момента M , определяется как магн. момент I единицы объема: $M = I/V$. Предел $M = dI/dV$ (dI — магн. момент физически бесконечно малого объема dV), намагниченность среды в точке. Н. однородна в пределах рассматриваемого объема, если в каждой его точке M имеет одну и ту же величину и направление. Единица Н. в Международной системе единиц — ампер на метр ($1 \text{ А/м} = \text{Н}$), при к-рой 1 м^3 вещества обладает

магн. моментом $1 \text{ А} \cdot \text{м}^2$, в СГС системе единиц — $\text{эрг}/(\text{Гс} \cdot \text{см}^3)$.

Н. вещества зависит от величины магн. поля и темп-ры (см. *Парамагнетизм*, *Диамагнетизм*, *Ферромагнетизм*). Зависимость M от намагнитившего внеш. магн. поля H выражается кривой намагнитивания (см. *Намагничивание*, *Гистерезис магнитный*). Н. тела зависит от намагнитившего внеш. поля H , магн. свойств вещества этого тела, его формы и расположения во внеш. поле. Между намагнитивностью N в веществе N_H и полем H существует соотношение: $N_H = H - NM$, где N — *размагничивающий фактор*. В изотропных веществах направление M совпадает с направлением H , в анизотропных — направление M и H в общем случае различны.

Лит.: В о н с о в с к и я С. В., Магнетизм, М., 1974; П а р с е л л Э., Электричество и магнетизм, пер. с англ., 3 изд., М., 1983.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ ОСТАТОЧНАЯ — намагнитивность M_r предварительного намагнитившего магнитного материала при уменьшенной до нуля напряженности магн. поля. Величина H_0 о. зависит от мн. факторов: магн. свойств материала, его магн. предистории, темп-ры. H_0 о. возрастает с увеличением напряженности намагнитивающего поля, стремясь к предельному значению, к-рое и принимают за H_0 о. данного материала. Последнюю следует отличать от H_0 о. тела (образца), т. е. от значения его ср. намагнитивности при равной нулю напряженности внеш. магн. поля. Поскольку в этом состоянии на тело действует собств. намагнитывающее поле, его H_0 о. всегда меньше H_0 о. материала. Чем больше *размагничивающий фактор* тела, тем меньше его H_0 о. Для определения H_0 о. материала создают условия, при к-рых равна нулю напряженность внутр. поля в образце. Удобно сравнивать H_0 о. разл. материалов, пользуясь относительной H_0 о. $j_r = M_r/M_s$, где M_s — намагнитивность технического насыщения $j_r \approx 1$, что достигается созданием в них *магнитной текстуры*. H_0 о. уменьшается при колебаниях темп-ры, механич. сотрясениях и вибрациях. Наиб. устойчива H_0 о. в *магнитно-твёрдых материалах*, благодаря чему они находят широкое практич. применение (см., напр., *Магнит постоянный*).

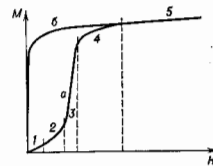
Лит. см. при ст. *Намагничивание*, *Гистерезис магнитный*. А. С. Ермаков.

НАМАГНИЧИВАНИЕ — совокупность процессов, происходящих в магнитных материалах под действием магн. поля H и приводящих к росту намагнитивности M (или *магнитной индукции* B) материала. В ферроили ферримагн. материалах различают три механизма Н.: смещение границ между магн. доменами, вращение вектора спонтанной намагнитивности M_0 и *парапроцесс*.

В намагнитивном состоянии ферромагнетик разбивается на отд. области — *домены*, в пределах к-рых материал намагнитич. до насыщения вдоль одной из осей *лёгкого намагнитивания*. Ввиду разл. ориентации намагнитивности в доменах суммарный магнитный момент образца равен нулю. Под влиянием внеш. магн. поля происходит рост областей, в к-рых M_0 составляет наиб. угол с *являющимся* полем, за счёт соседних областей. Этот рост осуществляется в результате смещения доменных границ (*доменных стенок*). После завершения процессов смещения в каждом кристалле остаётся всего лишь один домен, намагнитивность к-рого ориентирована вдоль ближайшей к направлению поля оси лёгкого Н. Дальнейшее Н. идёт за счёт вращения векторов M_0 к направлению магн. поля. По завершении процесса вращения в образце достигается т е х н и ч е с к о е *магнитное насыщение*, и притом намагнитивность может иметь место лишь за счёт *парапроцесса* — увеличения самой намагнитивности насыщения вследствие подавления магн. полем тепловых колебаний элементарных магн. моментов вещества.

Зависимость $M(H)$ или $V(H)$, представленная в виде ф-л, графиков или таблиц, наз. кривой намагничивающей. Если известна кривая $M(H)$, то простым пересчётом может быть получена и кривая $V(H)$, и наоборот. Вид зависимости $M(H)$ определяется магн. свойствами материала, условиями измерений (давление, темп-ра, характер изменения магн. поля), формой образца, его магн. предисторией. Важнейшими видами кривых H являются следующие.

1. Кривая первого (первоначального) намагничивания (КПН) получается при $H=0$ ферро- или ферромагнетика из полностью размагниченного состояния монотонно возрастающим от нуля магн. полем, причём направление последнего относительно намагничиваемого тела остаётся неизменным. На КПН можно выделять пять участков, на каждом из которых преобладает определ. механизм. Участок 1 (рис.) соответствует обратным



сместиям доменных границ; здесь $M = \chi_a H$, где χ_a — нач. магнитная восприимчивость. В области Рэлея (2) имеют место вряду с обратными также необратимые процессы смещения, и зависимость $M(H)$ здесь квадратична (см. Релея закон намагничивания). Наиб. крутой участок КПН (3) соответствует макс. восприимчивости и связан с необратимыми смещениями доменных границ. В области приближения к насыщению (4) осн. роль играют процессы вращения M_s в направлении намагничивающего поля. Наконец, участок 5 характеризуется слабым ростом намагниченности и соответствует парапроцессу.

II. При циклическом изменении H_1 и H_2 кривые $M(H)$ сначала несколько изменяются от цикла к циклу (см. Магнитная аккомодация), во постепенно становятся стабильными. Их наз. кривыми циклического перематывания или петлями гистерезиса магнитного. При $H_1 = -H_2$ петля гистерезиса симметрична, в других случаях — асимметрична. Наиболее симметричная петля гистерезиса наз. предельной и является важной характеристикой магнитных материалов.

III. Безгистерезисная (идеальная) кривая H изображает зависимость $M(H)$ для таких состояний, к-рые при каждом значении H являются наиб. устойчивыми, т.е. обладают наиб. свободной энергией. Эти состояния могут быть получены в результате наложения на пост. поле H перем. магн. поля с убывающей до нуля амплитудой.

IV. Основная (коммутационная) кривая H — геом. место вершин симметричных петель гистерезиса. Основная и безгистерезисная кривые H , в отличие от КПН, фиксируют только избранные магн. состояния, не показывая действительных процессов H .

Если значения M и H относятся к одному и тому же элементу объёма, то кривые $M(H)$ не зависят от размера и формы образца и являются кривыми H данного материала. На практике чаще всего имеют дело не с истинным значением H внутри образца, а с напряжённостью внеш. магн. поля H_e . Кривые $M(H_e)$ наз. кривыми намагничивания. В простых случаях, зная размагничивающий фактор тела, можно из кривых $M(H_e)$ получить кривые $M(H)$.

Лит.: Преображенский Я. А., Виноградский Е. Г., Магнитные материалы и элементы, 3 изд., М., 1986; Воронцовский С. В., Магнетизм, М., 1971. А. С. Ермаченко.

НАМАГНИЧИВАЮЩАЯ СИЛА — то же, что намагничивающая сила.

НАНО... (от греч. $\nu\alpha\pi\omicron\varsigma$ — карлик) — приставка к наименованию единицы измерения для образования дробной единицы, составляющей 10^{-9} от исходной единицы. Обозначения: н, п. Пример: 1 нм (нанометр) = 10^{-9} м.

НАПОР в гидравлике — линейная величина, выражающая удельную (отнесённую к единице веса) энергию потока жидкости в данной точке. Полный запас уд. энергии потока H (полный H) определяется Бернулли уравнением

$$H = z + \frac{v_0}{g} + \frac{p_0}{\rho g},$$

где z — высота рассматриваемой точки над плоскостью отсчёта, p_0 — давление жидкости, текущей со скоростью v , γ — уд. вес жидкости, g — ускорение свободного падения. Два первых слагаемых трёхчлена определяют собой сумму уд. потенциальных энергий положения (z) и давления (p_0/γ), т.е. полный запас уд. потенц. энергии, наз. гидростатическим H , а третье слагаемое — уд. кинетич. энергию (скоростной H). Вдоль потока H уменьшается. Разность H в двух поперечных сечениях потока реальной жидкости $H_1 - H_2 = h_2$ наз. потерями H . При движении вязкой жидкости по трубам потерный H вычисляется по Дарси — Вейсбаха формуле.

НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ КОЭФФИЦИЕНТ — отношение мощности, излучаемой антенной в данном направлении, к мощности, излучаемой в том же направлении нек-рой эталонной направленной антенной при условии равенства полных мощностей, излучаемых обеими антеннами (см. Антенна, Диаграмма направленности).

НАПРАВЛЕННОСТИ ДИАГРАММА электромагнитных излучателей и приёмников, см. Диаграмма направленности.

НАПРАВЛЕННОСТЬ акустических излучателей и приёмников — нек-рая пространственная избирательность излучателей и приёмников, т.е. способность излучать (принимать) звуковые волны в одних направлениях в большей степени, чем в других. В режиме излучения H обуславливается интерференцией звуковых колебаний, приходящих в данную точку среды от отд. участков излучателя (в случае многоэлементной акустич. антенны — от отд. элементов антенны). В режиме приёма H вызывается интерференцией давлений на поверхности приёмника, а в случае приёмной акустич. антенны — также и интерференцией развиваемых приёмными элементами электрич. напряжений при падении звука из нек-рой точки пространства. В нек-рых случаях, напр. у рефлекторных, рупорных и лизовых антенн, в содании H кроме интерференции существ. роль играет и дифракция волн. Аналогичные физ. явления вызывают H эл.-магн. излучателей и приёмников (Н. эл.-магн. антенн), поэтому в теории направленности акустич. и эл.-магн. антенн много сходных понятий, определений и теорем. В зависимости от матем. модели, к-рой можно описать данный излучатель (см. Излучение звука), для расчёта его H используются разл. теоретич. методы. В случае наиб. простой модели, представляющей собой дискретную (или непрерывную) совокупность малых по сравнению с длиной волны λ излучающих элементов, поле излучателя определяется суммированием (или интегрированием) сферич. волн, создаваемых отд. элементами. Для плоских излучателей, заключённых в бесконечные плоские экраны, применяется принцип Гюйенса. После сложных цилиндров, или сферич. излучателей определяется с помощью метода собств. ф-ций. Наиб. общие теоретич. методы основаны на использовании ф-ций Грина.

Н. излучателей и приёмников звука описывают чаще всего двумя параметрами: характеристич.

кой направленности и коэф. концентрации и (наз. также коэф. направленного действия). Характеристикой Н. излучателя называется представленное в ф-ции направления отност. значение звукового давления p , создаваемого им на фиксиров. расстоянии r в дальнем поле (т. е. при $r \gg 2d^2/\lambda$, где d — наиб. размер излучающей поверхности). Направление задается единичным радиусом-вектором n (или углами φ, θ); значение звукового давления отност. как направлению, так давлению в направлении макс. излучения $\varphi_0(\varphi_0, \theta_0)$. Т. о., характеристика Н. излучателя выражается как

$$D_{изл}(u) = \frac{p(u)}{p(u_0)} = \frac{r(\varphi, \theta)}{r(\varphi_0, \theta_0)}$$

Характеристикой Н. приёмника наз. его отност. чувствительность γ (см. *Приёмники звука*), выражаемую в ф-ции направления прихода звуковой волны. Чувствительность отност. обычно к её значению в направлении макс. приёма, так что характеристика Н. по приёму имеет вид

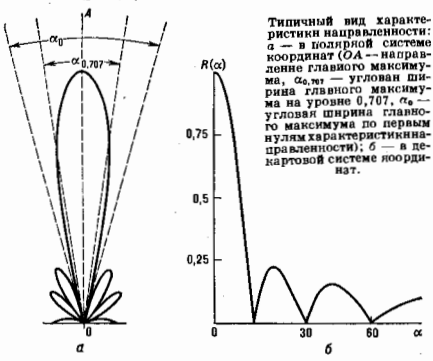
$$D_{пр}(u) = \frac{\gamma(u)}{\gamma(u_0)} = \frac{\gamma(\varphi, \theta)}{\gamma(\varphi_0, \theta_0)}$$

Для обратимых преобразователей (антенн) характеристики Н. при работе в режиме излучения и в режиме приёма совпадают:

$$D_{изл}(u) = D_{пр}(u) = D(u)$$

Наиб. практич. интерес представляет модуль характеристики Н. $|D(u)| = R(u)$, наз. также амплитудной характеристикой Н.

Характеристику Н. в сечении нек-рой плоскостью, проходящей через направление макс. излучения (диаграмму Н.), представляют в полярной (рис. а) или в декартовой (рис. б) системах координат. В этом случае



аргументом характеристики Н. обычно является угол, отсчитываемый от направления макс. излучения, и характеристика Н. представляется в виде ф-ции $R(\alpha)$. Различают след. осн. области и параметры характеристики Н.: главный (основной) и добавочный максимумы (лестнич. диаграммы Н.); ширина гл. максимума по уровню 0,7; ширина по направлению нулевого излучения; величина добавочных максимумов (по отношению к главному).

Коэф. концентрации K — мера концентрации излучаемой мощности в нек-ром направлении пространства (обычно в направлении m_0). Определяется он отношением интенсивности звука, создаваемого рассматриваемым излучателем в направлении m_0 на расстоянии $r > 2d^2/\lambda$, к интенсивности, создаваемой в той же точке

гипотетич. ненаправленным излучателем с такой же излучаемой мощностью. Ф-лы для расчёта коэф. концентрации имеют вид

$$K = \frac{4\pi}{\int_0^{\Omega} R^2(u) d\Omega}; \quad K = \frac{4\pi}{\rho c} \frac{p(u_0)^2}{W}$$

где Ω — полный телесный угол, ρc — волновое сопротивление среды, W — мощность излучателя.

В режиме приёма коэф. K характеризует помехоустойчивость приёмника в поле изотропных помех, источники к-рых независимы; он равен отношению макс. создаваемого помех на выходе ненаправленного и рассматриваемого направленного приёмников в указанном поле при условии равенства их чувствительности.

В первом приближении чем больше волновые размеры излучателя (отношение геом. размеров к длине волны), тем меньше ширина его характеристики Н. и тем больше K . При размерах активной поверхности, больших λ , для плоского поршня $K = 4\pi S/\lambda^2$ (где S — площадь поршня), а для антенны в виде отрезка прямой $K = 2l/\lambda$ (l — длина отрезка).

В табл. приведены ф-ции, описывающие характеристики Н. нек-рых простейших непрерывных излучателей и дискретной эквидистантной решётки, состоящей из ненаправленных излучателей (монополей). Символами $\alpha_{0,7}$ и α_0 обозначены углы, равные ширине

ПАРАМЕТРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ НАПРАВЛЕННОСТЬ ПРОСТЕЙШИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗВУКА

Тип излучателя		$D(\alpha)$	$\alpha_{0,7}$	α_0	σ_1
Название	Внешний вид				
Отрезок прямой		$\frac{\sin \alpha}{\alpha}$	$50^\circ \frac{\lambda}{d}$	$15^\circ \frac{\lambda}{d}$	0,22
Прямоугольный поршень в экране		$\frac{2J_1(z)}{z}$	$59^\circ \frac{\lambda}{d}$	$128^\circ \frac{\lambda}{d}$	0,13
Круглый поршень в экране		$J_0(z)$	$41^\circ \frac{\lambda}{d}$	$81^\circ \frac{\lambda}{d}$	0,40
Окружность		$\cos \alpha$	$28^\circ \frac{\lambda}{d}$	$58^\circ \frac{\lambda}{d}$	
Два монополя		$\frac{\sin 3\alpha}{3 \sin \alpha}$	$36^\circ \frac{\lambda}{2d}$	$76^\circ \frac{\lambda}{2d}$	0,33
Три монополя		$\frac{\sin n\alpha}{n \sin \alpha}$	при $n \rightarrow \infty$ $50^\circ \frac{\lambda}{d}$	$15^\circ \frac{\lambda}{d(n-1)}$	0,22
n — монополей					

характеристики Н. на уровне 0,7 и на нулевом уровне соответственно, а также приведены приближённые ф-лы, определяющие эти величины; σ_1 — уровень первого добавочного максимума характеристики Н.; z — обобщённый параметр, равный $(\pi d/\lambda) \sin \alpha$. Угол α отсчитывается от перпендикуляра к плоскости излучателя, символами $J_0(z)$ и $J_1(z)$ обозначены ф-ции Бесселя первого рода, нулевого и первого порядков. Как правило, характеристики Н. непрерывных антенн, излучающих одной стороной, т. е. имеющих тыльный акустич. экран, обладают одним максимумом, равным единице, — главным. Особенностью характеристик Н. эквидистантной линейной решётки, состоящей из монополей, является наличие (при периоде решётки d , большем λ) виск. максимумов, равных единице. Н. рефлекторных и лязвовых

антенны в первом приближении совпадает с N . плоской антенны, размеры k -рой равны размерам поперечного пучка в раскрыве рефлектора или лямпы.

Во мн. случаях анализа N . сложных излучателей и приёмников существенно упрощается при использовании теорем о N .: умножения, смещения и сложения. Так, в соответствии с теоремой умножения характеристика N . антенны, состоящей из одинаковых, ориентированных в пространстве элементов, равна произведению характеристик N . одного элемента в гипотетич. антенны, состоящей из монополей, расположенных в центрах реальных элементов.

N . излучателей зависит от амплитудно-фазового распределения колебат. скорости их активной поверхности. Так, напр., уменьшение амплитуды колебат. скорости от центра к краям плоского излучателя приводит к расширению осн. максимума характеристики N . и уменьшению добавочных, а увеличение амплитуды от центра к краям — к уменьшению ширины осн. максимума и увеличению добавочных. Коэф. концентрации при введении неравномерного амплитудного распределения несколько уменьшается. Среди разл. фазовых распределений следует отметить распределение, обеспечивающее синфазное сложение давлений от отд. участков излучателя в век-ром направлении пространства ω_0 , т. е. «компенсацию» антенны в этом направлении. В случае плоской или линейной антенны в виде отрезка прямой распределение, обеспечивающее т. п. комплексацию, является линейным. Введение фазовой задержки сигнала возбуждения элемента линейной антенны с координатой z на величину $(2\pi/\lambda)z \sin \alpha$, приводит к повороту гл. максимума характеристики N . на угол α . Меняя величину задержки, можно обеспечить скашивание характеристики N . внутри нек-рого угла в пространстве.

Существуют методы решения обратных задач теории антенн (синтеза антенн), позволяющие определить амплитудно-фазовое распределение, обеспечивающее формирование характеристики N ., приближающейся в какой-то мере к заданной, или достижение экстремального значения к-л. параметра (напр., максимума коэф. концентрации). В нек-рых случаях решение обратной задачи приводит к острым характеристикам N . и высоким значениям коэф. концентрации при относительно малых волновых размерах антенны; получаемые таким путём т. н. сверхнаправленные антенны обладают повышенной чувствительностью к случайным ошибкам амплитудно-фазового распределения, а потому практически не реализуемы. Примером умеренно сверхнаправленных антенн, реализуемых практически, являются диполь, а также т. н. кардиоидный приёмник, N . к-рого имеет вид $0,5(1 + \cos \alpha)$.

В твёрдой среде кроме продольных (существующих в газах и жидкостях) возникают и поперечные волны. При этом различают характеристики N . по продольным и поперечным волнам.

N . акустич. излучателей и приёмников играет значит. роль в гидроакустич. УЗ-дефектоскопии, медицинской ультразвуковой диагностике.

Лит.: Минкович В. М., Яковлев В. П., Теория синтеза антенн, М., 1969; Римский-Корсаков А. В., Электротехника, М., 1973; Скучин Е., Основы акустики, пер. с англ., т. 1—2, М., 1976; Справочник по гидроакустич. пер. с англ., т. 2 — Радиолокационные антенные устройства, М., 1977; Иоффе В. К., Корольков В. Г., Сапожков В. М. А., Справочник по акустике, М., 1973; Смаришев М. Д., Добровольский Ю. К., Радиотехнические антенны, Д., 1984.

НАПРЯЖЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЕ — мера внутр. сил, возникающих при деформации материала. Для введения понятия N . м. мысленно вырезается из среды нек-рый объём, по поверхности N . к-рого распределены силы взаимодействия с остальной частью среды, возникающие при деформации. Если ΔV — равновесная (гл. вектор) сил взаимодействия на элементе поверхности ΔN , содержащем рассматриваемую точку A , то предел отношения $\Delta P/\Delta N$ при $\Delta N \rightarrow 0$ наз.

вектором σ напряжения S_n в точке A на площадке с нормалью n . Величина проекции вектора N . м. на нормаль n и на касат. плоскость наз. нормальными (σ_n) и касат. (τ_n) напряжениями. N . м. ваз. условным, если при его вычислении сила относится к площадке сечения в недеформиров. состоянии, и истинным, если учтено изменение площади при деформации. Чтобы определить напряж. состояние в точке, надо найти величины, по к-рым можно вычислить N . м. на любой из бесчисленного множества площадок, проходящих через эту точку.

Вектор N . м. S_{ij} , действующий на элементарной площадке, перпендикулярной оси X_j , в проекциях на оси координат Ox_1, Ox_2, Ox_3 обозначают через $\sigma_{11}, \sigma_{12}, \sigma_{13}$ а для элементарных площадок, перпендикулярных осям Ox_2 и Ox_3 — через $\sigma_{21}, \sigma_{22}, \sigma_{23}$ и $\sigma_{31}, \sigma_{32}, \sigma_{33}$. При этом $\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}$ — нормальные N . м., а $\sigma_{12}, \sigma_{21}, \sigma_{23}, \sigma_{32}, \sigma_{31}, \sigma_{13}$ — касательные N . м. Шесть величин $\sigma_{ij}(i, j = 1, 2, 3)$ образуют тензор напряжений в рассматриваемой точке. N . м. на любой площадке в той же точке вычисляются через величины σ_{ij} , т. е. тензор N . м. полностью определяет напряж. состояние в точке. Если известны σ_{ij} как ф-ции координат, то они определяют напряж. состояние всего тела. Напряж. состояние наз. однородным, если σ_{ij} не зависит от координат точки.

Величина $\sigma = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$ наз. средним (гидростатич.) N . м. В каждой точке тела есть 3 взаимно перпендикулярные площадки, на к-рых касательные N . м. равны нулю. Перпендикулярные к ним направления наз. главными осями N . м. в точке, а нормальные N . м. на них $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ — главными N . м. См. также Девиатор напряжений, Интенсивность напряжений.

Непосредственно N . м. не измеряется. В однородном напряж. состоянии N . м. вычисляется через величины действующих на тело сил. В неоднородном напряж. состоянии N . м. определяется косвенно — по эффектам его действия, напр. по пьезоэлектрич. эффекту, эффекту двойного лучепреломления (см. Поляризацонно-оптический метод исследования напряжений).

Лит.: Тимошенко С. П., Гудьер Дж., Теория упругости, пер. с англ., М., 1975.

НАПРЯЖЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ — работа по перемещению единичного электрич. заряда, определяемая интегралом напряжённости эфф. электр. поля E_z (включающего сторонние поля) вдоль заданного контура γ , соединяющего две точки ($1, 2$) токовой цепи или иной эл.-динамич. системы:

$$u_{12}[\gamma] = \int_{\gamma} E_z dL. \quad (1)$$

Измеряется N . э. в СИ в вольтах ($1 \text{ В} = 1 \text{ Дж/А} \cdot \text{с}$), в СГСЭ — в $\text{г}^{1/2} \cdot \text{см}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}(\text{АГСЭС} = 300 \text{ В})$.

Понятие о N . э. ввёл Г. Ом (G. Ohm), предположивший в 1827 гидродинамич. модель электр. тока для объяснения открытого им эмпирич. закона (см. *Закон Ома*). Аналог перената давлений между двумя точками цепи Ом назвал напряжением. В своих опытах Ом имел дело только с пассивными участками цепи, не включающими яду, поэтому N . э. совпадало с разностью потенциалов между двумя точками цепи и измерялось по показаниям электроскопа, подключенного к этим точкам. В дальнейшем понятие N . э. было обобщено на электр. цепи и системы, включающие активные элементы (электродлины, вавны, электромоторы, аккумуляторы, генераторы, контакты разнородных металлов и полупроводников, проводники с неоднородным распределением тем-ры и т. д.). Термин « N . э.» применяется при описании процессов в цепях не только постоянного, но и переменного тока, в линиях передач и антеннах.

В потенц. эл.-статич. полях ($E = -\nabla\varphi$) N . э. между точками $1, 2$ не зависит от пути интегрирования: в (1) совпадает с разностью потенциалов: $u_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$. В общем случае необходимо указывать контур γ в (1).

Вклад в H_z непотенциальных полей (вихревых и сторонних) принято относить к *электродвижущей силе* $\mathcal{E}[\gamma]$:

$$u_{12}[\gamma] = \Phi_1 - \Phi_2 + \mathcal{E}[\gamma].$$

На практике, однако, вместо точного указания контура интегрирования γ обычно пользуются поясляющими словами. Так, говорят о приложении к элементу цепи (двухполюснику) H_z , о H_z на зажимах (клеммах, подводящих проводах) того или иного устройства, о H_z на входе (плече) многополюсника, понимаем под этим H_z вдоль кривой, огибающей устройство, т. е. чаще всего разность потенциалов между его полюсами. Если контур γ выбран внутри проводников цепи, то говорят о падении H_z на участке цепи или двухполюснике.

В ряде случаев, когда эл.-динамич. устройство (напр., электромотор) включает в себя подвижные проводники или когда сторонние силы являются результатом усреднённого воздействия пульсирующих микрополей на быстро осциллирующие носители заряда, падение H_z U определяется как отношение работы, совершаемой в единицу времени над электр. током I , к величине тока:

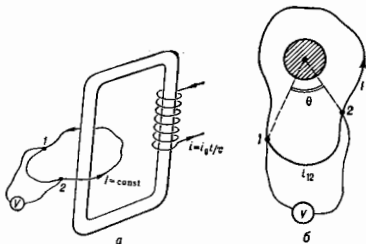
$$U = \int (\mathbf{e} \cdot \mathbf{i}) dV / I,$$

где \mathbf{e} — напряжённость микроскопич. электр. поля, i — плотность микротоков, интегрирование производится по объёму проводника V , $\langle \dots \rangle$ — знак усреднения по быстрым движениям; $\langle \mathbf{e} \rangle = \mathbf{E}$, $\langle i \rangle = j$, но в общем случае $\langle \mathbf{e} \cdot \mathbf{j} \rangle \neq \mathbf{E} \cdot j$, так, в движущихся со скоростью \mathbf{v} в проводниках $\langle \mathbf{e} \cdot \mathbf{j} \rangle = \mathbf{E}_0 \cdot j = \mathbf{E} \cdot j + j \cdot (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) / c$ (\mathbf{B} — индукция магн. поля). Определённое т. о. падение напряжения удовлетворяет закону Ома: $U = RI$, где R — сопротивление участка цепи.

В случае гармонич. процессов пользуются след. характеристиками: мгновенным значением H_z , $u(t)$, определяемым соотношением (1); комплексной амплитудой H_z , \tilde{u} [$u(t) = \text{Re}\{\tilde{u} \exp(i\omega t)\}$] и эфф. значением H_z , $u_0^2 = \tilde{u}^2(t) = |u|^2/2$ (черта сверху означает усреднение по периоду колебаний $T = 2\pi/\omega$, ω — циклич. частота). Для комплексных амплитуд H_z э. и тока закон Ома обобщается в виде

$$\tilde{u} = Z(\omega) \tilde{I}, \quad (2)$$

где $Z(\omega)$ — *импеданс* двухполюсника. Хотя по форме (2) совпадает с законом Ома, \tilde{u} при этом не является комплексной амплитудой падения напряжения, а совпа-



дет с комплексной амплитудой H_z на подводящих проводах. В линиях передач под H_z э. понимаем интеграл (1) вдоль контура, соединяющего провода линии и лежащего в нормальном к линии сечении.

Измеряется H_z с помощью вольтметра — гальванометра с большим дополнит. сопротивлением R_0 ; в идеале $R_0 \rightarrow \infty$ (электроскоп). Вольтметр изме-

ряет падение H_z на самом себе — U_B (или при $R_B \rightarrow \infty$ — разность потенциалов на своих клеммах). Чаще всего U_B близко к разности потенциалов между точками подключения вольтметра к цепи, но не всегда. На рис., а изображён трансформатор, по первичной обмотке к-рого течёт линейно растущий во времени ток I . Вторичной обмоткой является виток с длиной l , сопротивлением R , по к-рому течёт пост. ток I . Вольтметр, подключённый к точкам 1, 2 витка (рис., б), покажет падение $H_z = U_B = RI_{21}/l$, к-рое не равно ни эдс индукции $\mathcal{E}_{12} = R I \theta / 2l$, ни разности потенциалов $\Phi_1 - \Phi_2 = RI(I_{12}/l - \theta/2\pi)$. В сомнительных случаях для сопоставления показаний вольтметра параметрам диагностируемой цепи обращаются к *Кирхгофа правилам*.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989. М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

НАПРЯЖЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИЕ ГЛАВНЫЕ — см. Напряжения механические.

НАПРЯЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ — аксиальный вектор $\mathbf{H}(r, t)$, определяющий [наряду с вектором магнитной индукции $\mathbf{B}(r, t)$] свойства макроскопич. магн. поля. В случае вакуума двухвекторное описание магн. поля является чисто формальным, поэтому в гауссовой системе единиц в вакууме $\mathbf{B} = \mathbf{H}$, хотя, в силу традиций, и измеряются в единицах с разным наименованием: \mathbf{B} — в гауссах (Гс), а \mathbf{H} — в эрстедах (Э). В СИ сохраняются различие и для вакуума: $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, где μ_0 — *магнитная постоянная*. Измеряется H м. п. в СИ в амперах на метр (А/м), 1 А/м = $\approx 4\pi \cdot 10^{-3}$ Э. В соответствии с первым *Максвелла уравнением* источниками H м. п. являются электр. токи (проводимости, смещения и т. п.):

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

где j , j_{cm} — плотность тока, переносимого зарядами, и плотность тока смещения, \mathbf{D} — вектор *электрической индукции* (здесь и далее применяется гауссова система единиц). В среде могут также присутствовать токи намагничивания с плотностью j_m , связанные с индуцированной и (или) спонтанной *намагниченностью* \mathbf{M} ; $j_m = c[\nabla \mathbf{M}]$. Эти токи и обуславливают различие векторов \mathbf{B} и \mathbf{H} :

$$\mathbf{H} = \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{M}. \quad (2)$$

В этом отношении существует принципиальная разница между пост. и переменными во времени полями. В пост. полях ур-ние (2) (к-рое иногда наз. *материальным ур-нием* или ур-нием среды) автономно, в перем. полях оно зависит от вида материальной связи между электр. векторами: $\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{E}) = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}^e$ — *напряжённость электрического поля*, \mathbf{P}^e — вектор электрической поляризации), потому что вихревая составляющая плотности перем. тока j может быть с известным произволом интерпретирована и как плотность тока поляризации $j_p = \partial \mathbf{P}^e / \partial t$, и как плотность тока намагничивания j_m . В общем случае:

$$j = c[\nabla \mathbf{M}] + \frac{\partial \mathbf{P}^e}{\partial t}. \quad (3)$$

Поэтому определение H м. п. в случае перем. полей условно и зависит от принятых материальных связей. В ВЧ-электродинамике иногда вообще не различают векторов \mathbf{B} и \mathbf{H} , относя все токи к токам поляризации.

Принципиальным является вопрос о том, какой из векторов, \mathbf{B} или \mathbf{H} , берётся в качестве «первичного». Историч. традиция выбрала в качестве такового вектор \mathbf{H} , с чем и связано его название — H м. п. Поэтому ур-ние (2) трактовалось как зависимость вектора \mathbf{B} от «первичного» поля \mathbf{H} : $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M} = \mu \mathbf{H}$ (μ — *магнитная проницаемость*). Однако впоследствии оказалось, что истинно первичным целесообразнее считать вектор магн. индукции \mathbf{B} , совпадающий с усреднё-

вой по физически малому объёму напряжённости микроскопич. магн. поля в вакууме (см. *Лоренца — Максвелла уравнения*).

Лит.: Там м. И. В., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Ля и а д а Д. Д., Ля и ф ш ц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982.

М. А. Миллер, Г. В. Пермитин.

НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ в классической электродинамике

(E) — векторная характеристика электрич. поля, сила, действующая на покоящийся в данной системе отсчёта единичный электр. заряд. При этом предполагается, что внесение заряда (заряженного пробного тела) во внеш. поле E не изменяет такового. Иногда вместо Н. э. п. говорят просто «электрич. поле». Размерность Н. э. п. в гауссовой системе — $L^{-1/2}M^{1/2}T^{-1}$, в СИ — VT^{-1} ; единицы Н. э. п. в СИ является вольт на метр (1 СГСЭ = $3 \cdot 10^4$ В/м). Распределение Н. э. п. в пространстве обычно характеризуют с помощью семейства линий E (силовых линий электр. поля), касательные к к-рым в каждой точке совпадают с направлениями вектора E . Как и любое векторное поле, поле E разбивается на две составляющие: потенциальную ($[\nabla E_{\parallel}] = 0, E_{\parallel} = -\nabla\varphi$) и вихревую ($\nabla E_{\perp} = 0, E_{\perp} = [\nabla A_{\parallel}]$). В частности, электр. поле, создаваемое системой неподвижных зарядов, является чисто потенциальным. Электр. поле излучения, в т. ч. поле E в поперечных эл.-магн. волнах, является чисто вихревым. Вместе с вектором магн. индукции B Н. э. п. составляет единый 4-тензор электромагнитного поля. Поэтому чисто электр. поле даовой системы зарядов существует лишь в «избранной» системе отсчёта, где заряды неподвижны. В др. инерциальных системах отсчёта, перемещающихся относительно «избранной» с пост. скоростью v , возникает ещё и магнитное поле $B' = [vE]/\sqrt{1-v^2/c^2}$, обусловленное появлением конвект. ток. $j = \rho v/\sqrt{1-v^2/c^2}$ (ρ — плотность заряда в «избранной» системе).

Для характеристики полей в материальных средах помимо Н. э. п. вводит ещё вектор поляризации среды P (E), равный *випольному моменту* единицы объёма. Обычно оба эти вектора объединяются в вектор *электрической индукции*, или электр. смещения, $D = E + 4\pi P$. Источниками поля D являются свободные заряды ($\nabla D = 4\pi\rho$), источниками поля E — совокупность свободных (ρ) и связанных ($\rho_{св}$) зарядов $\nabla E = 4\pi(\rho + \rho_{св}) = -\nabla P$. В линейных средах, где P есть линейная ф-ция E , имеет место принцип суперпозиции, согласно к-рому поле, создаваемое суммой зарядов $P_{\Sigma} = \sum P_n$, равно векторной сумме полей, создаваемых парциальными зарядами $E_{\Sigma} = \sum E_n$.

В классич. электродинамике иногда вводят «естеств.» значение Н. э. п., $E_{\text{нл}}^* = m_0^2 c^4 / |e|^2 = 6 \cdot 10^{18}$ СГСЭ, выражаемое через фундам. константы и равное приблизительно Н. э. п. на поверхности заряд. тела, служащего классич. моделью электрона (заряд $e = -4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ, радиус $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см). Однако в таких сильных полях становятся существенными квантовые эффекты; в квантовой электродинамике критич. значение Н. э. п. для частицы с массой m и зарядом e равно $E_{\text{кв}}^* = m^2 c^3 / |h|e|$. Работа по перемещению частицы в таком поле на расстояние комптоновской длины волны $\lambda = h/mc$ равна энергии покоя частицы. Для электрона $E_{\text{кв}}^* = 4,4 \cdot 10^{13}$ СГСЭ; при $E > E_{\text{кв}}^*$ происходит эфф. рождение электронно-позитронных пар (см. *Рождение пар*). Отношение $E_{\text{кв}}^* / |E_{\text{нл}}^*| = 1/137$, т. е. равно постоянной тонкой структуры.

Для прецизионных измерений статич. и медленно изменяющихся электр. полей обычно используют *Штарк эффект*. Последние рабочие измерения часто производят опосредованно, через значение

прикладываемых напряжений или через величины наведённых эдс на зондах и шупах.

Лит.: см. при ст. *Электрическое поле*.

НАРУШЕНИЕ ПОЛНОЕ ВЪНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ (НПВО) — явление, основанное на проникинании световой волны из оптически более плотной среды 1 (с показателем преломления n_1) в менее плотную среду 2 (с показателем преломления n_2) на глубину порядка длины световой волны λ в условиях *полного внутреннего отражения* (ПВО), т. е. при падении света на границу раздела сред под углом θ , большим критического $\theta_{\text{кр}} = \arcsin n_2/n_1$ ($n_2 < n_1/n_1$). Нарушение ПВО заключается в том, что коэф. отражения R становится меньше единицы вследствие поглощения света в слое, в к-рый проникает волна, падающая на отражающую среду. Величина ослабления $A = 1 - R$ отражённой волны зависит от поляризации падающей волны, а также пропорциональна показателю поглощения χ_2 второй среды. Это послужило основой для развития спектроскопии НПВО, имеющей ряд преимуществ перед традиц. методами исследования спектров поглощения и отражения. Особенно эффективен метод НПВО для исследований поверхностных оптич. свойств объектов, а также для сильно поглощающих сред.

В отражающем слое амплитуда падающей волны E_0 ослабляется в результате резонансного взаимодействия с молекулами вещества (диполями). В поглощающей среде 2 образуется затухающая волна $E = E_0 \times \exp(-z/d_{\text{гн}})$, где $d_{\text{гн}}$ — глубина проникновения, на к-рой амплитуда волны ослабляется в e раз: $d_{\text{гн}} = (\lambda/n_2)2\pi(\sin^2\theta - n_2^2/n_1^2)^{-1/2}$. Затухающая волна имеет три составляющие в ортогональной системе координат xzy (в отличие от проходящей волны, у к-рой поле E ортогонально к направлению распространения и не имеет продольной составляющей). Амплитуды отражённых E_p и E_s волн, поляризованных соответственно в плоскости отражения и перпендикулярно ей, определяются вблизи границы ($z = 0$) через составляющие E_{0x}, E_{0y} и E_{0z} падающей волны: $E_p = E_{0y}, E_s = (E_{0x} + E_{0z})^{1/2}$. Составляющие E_{0x}, E_{0y} и E_{0z} являются ф-циями n_2 и θ ; их зависимость от θ представлена на рис. 1. Для единичной падающей амплитуды вблизи $\theta_{\text{кр}}$ компонента $E_{0y} = 2$, компонента E_{0z} в среде 1 уменьшается в $(n_2/n_1)^2$ раз, а в среде 2 E_{0z} возрастает в $2n_1/n_2$ раз, т. е. наиб. интенсивное эл.-магн. поле в отражающей среде можно получить с материалами, имеющими большие n_1 , поэтому в спектроскопии НПВО используются материалы с большими n_1 . Наиб. ослабление падающего света (при углах, близких к критическому) происходит за счёт диполей, ориентированных по оси z , т. е. пер-

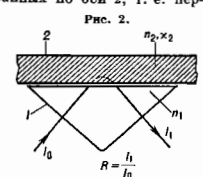
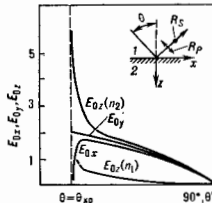


Рис. 1. Зависимость амплитуд электрического поля падающей волны от угла падения θ .

пендикулярных границе раздела, а наименьшее — для диполей, расположенных по оси z .

Схема измерения оптич. постоянных n_2 и χ_2 , получаемых из спектров НПВО с помощью *Кронига соотношения* и *Френеля формул*, приведена на рис. 2 (I_0 — интенсивность падающей, I — интенсивность отражённой волн). Для выполнения условий ПВО исследуемое вещество приводится в идеальный контакт с оптич. элементом (обычно — призмой), про-

равным в выбранном диапазоне частот, с большим показателем преломления n_1 (кристаллы — корунд, флюит, германий и др., опитч. керамика, халькогенидные стекла и т. п.). Нужный контакт легко достигается при исследовании жидкостей. Твёрдые тела приводятся в *оптический контакт* с вспомогат. опитч. элементом, где в качестве среды с большим n_1 используется специально выбранная жидкость. Труднее всего достичь опитч. контакта с исследуемым твёрдым телом в УФ- и видимой области спектра, где n_1 мала, поэтому наиб. широко метод НПВО распространён в ИК-области. Для спец. задач физика твёрдого тела, связанных с обнаружением поверхностных колебаний кристаллич. решётки (*плазмоне, поляритоне*), такой азор, по величине порядка λ , подбирается специально. В рентг. диапазоне эл.-магн. волн вспомогат. опитч. элемент не требуется, поскольку все вещества в этой области спектра имеют $n_2 < 1$ и условие $n_2 < n_1$ выполняется на границе с воздухом. Для достижения идеального контакта используются также высокорефракляющие клеевые среды, позволяющие получать в ИК-области высококачеств. спектры НПВО от разнообразных объектов, не прибегаая к спец. обработке поверхности образцов. Это даёт возможность применять метод НПВО для неразрушающего способа контроля вещества. Применение новых термопластичных опитч. сред обеспечивает опитч. контакт призмы с негладким и неровным объектом произвольной формы и даже при наличии на исследуемой поверхности микрореровностей размером $\sim \lambda$.

Количественно величина ослабления светового потока при отражении от поглощающей среды учитывается при азоры n_2 его комплексной величиной $n_2 = n_2 - ik_2$. Показатель поглощения k_2 связан с натуральным показателем поглощения α , определяемым традиц. фотометрич. методами (см. *Положение света*), соотношением $\alpha = 4\pi k_2/\lambda$. В аналитич. практике, когда показатель ослабления $A = 1 - R \leq 0,1$, с хорошей точностью выполняется приближение $R = 1 - \alpha d_{эфф}$, к-рое получается при разложении ф-л Френеля в ряд по α и ограничении первым членом ряда. Параметр $d_{эфф} = d_{г-л} n_{г-л} E_0^2 / 2 \cos \theta$ наз. эфф. толщиной поглощающего слоя. Величина $d_{эфф}$ определяется как геом. толщина образца, при к-рой в методе НПВО достигается ослабление интенсивности отражённого света, равное по величине ослаблению света при пропускании. Зависимость $d_{г-л}$ и $d_{эфф}$ от угла надения приведена на рис. 3.

На практике спектры НПВО обычно получают при угле $\theta > 0^\circ$. Особенно эффективны методы НПВО для интервала $0,01 < k_2 < 1$, тогда как при использовании метода поглощения в этом случае необходимы объекты микронной толщины. Ма-

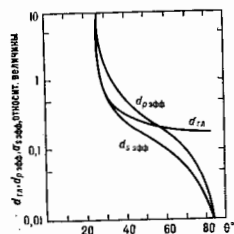


Рис. 3. Зависимость глубины проникновения $d_{г-л}$ и эффективной толщины $d_{эфф}$ от угла надения для $n_1 = 1, n_2 = 0,4$.

же k_2 измеряются при $\theta \approx \theta_{кр}$, и используется возникая при этом *поверхностная оптическая волна*, расширяющаяся вдоль поверхности исследуемого тела на сравнительно большое расстояние.

Для повышения контраста спектров НПВО часто применяется многократное (N -кратное) отражение, что пропорционально увеличению $d_{эфф}$; при этом $RN = 1 - \alpha N d_{эфф}$. Спектры, полученные методом НПВО, качественно похожи на спектры поглощения, что

позволяет пользоваться при идентификации спектров НПВО атласами и каталогами спектров поглощения.

Из спектров НПВО на основе поляризац. измерений, комбинируя выражения для $d_{эфф}$ и $d_{эфф}$, можно определять толщину плёнки. Для этого используется соотношение $(1 - R_p)/(1 - R_s) = d_{эфф}^2/d_{эфф}^2$, к-рое позволяет найти ход дисперсии $n_2(\lambda)$, далее методом Крамера — Кроинга рассчитывается k_2 , а затем, исходя из коэф. отражения в максимум спектральной полосы, определяется геом. толщина плёнки с точностью до 0,1 нм.

Разл. модификации метода НПВО широко применяются для изучения поверхностных эл.-магн. волн, адсорбц. явлений, структуры тонких слоёв и т. п. Явление НПВО следует учитывать при передаче световых сигналов на большие расстояния с помощью световодов.

Лит.: Золотарёв В. М., Кисловский Л. Д., О возможности изучения спектров полюс в спектрометрии НПВО, *Оптика и спектроскопия*, 1965, т. 19, с. 808; Хара и Н., *Спектроскопия внутреннего отражения*, пер. с англ., М., 1970; Золотарёв В. М., Лыгин В. И., Ларсен и др. Е. Н., *Спектры внутреннего отражения поверхностей соединений и адсорбированных молекул*, *Успехи химии*, 1981, т. 50, с. 24. В. М. Золотарёв.

НАСЕЛЁННОСТЬ УРОВНЯ (заселённость уровня) — число частиц в единице объёма вещества, находящихся в определённом энергетич. состоянии (на данном энергетич. уровне). См. *Уровни энергии*.

НАСЫЩЕНИЕ МАГНИТНОЕ — см. *Магнитное насыщение*.

НАСЫЩЕНИЯ ЭФФЕКТ — выравнивание населённостей двух уровней энергии квантовой системы (молекулы, атома) под действием резонансного эл.-магн. излучения. При увеличении интенсивности падающего излучения возрастает вероятность индуциров. квантовых переходов с верх. уровня на нижий (вынужденное испускание) и обратно (поглощение), что приводит к выравниванию населённости этих уровней. Степень насыщения определяется соотношением скоростей индуциров. переходов и релаксац. процессов, ответственных за установление равновесного распределения населённости по уровням.

Если на среду, представляющую собой набор одинаковых *двууровневых систем* с собств. частотами ω_{21} , падает монохроматич. эл.-магн. волна с частотой ω и интенсивностью I , то разность населённости ниж. и верх. уровней $\Delta N = N_1 - N_2$ описывается выражением

$$\Delta N = \Delta N_0 \left[1 + \frac{I}{I_0} \frac{\gamma^2}{(\omega - \omega_{21})^2} \right]^{-1}, \quad (*)$$

где ΔN_0 — разность населённости в отсутствие падающего излучения, I_0 — однородная полуширина спектральной линии, γ — т. н. насащательная интенсивность. В точном резонансе ($\omega = \omega_{21}$) при $I = I_0$ разность населённости уменьшается вдвое: $\Delta N = 0,5 \Delta N_0$. При этом (при $\omega \rightarrow \omega_{21}$) скорость индуциров. переходов намного превышает скорость релаксац. процессов, и населённость уровней выравнивается ($\Delta N \rightarrow 0$).

Значение насащательной интенсивности I_0 определяется типом перехода, его однородной шириной и временем релаксации населённости T_1 . Для эл.-дипольных переходов $I_0 = \frac{c^2 h^2}{8\pi^2 |d_{21}|^2 T_1}$ (d_{21} — матричный элемент дипольного момента) и может составлять величину от долей Вт/см² до сотен кВт/см² и более.

I_0 играет важную роль при резонансном взаимодействии эл.-магн. излучения с веществом. Так, в поглощающих средах ($\Delta N_0 > 0$) он приводит к уменьшению коэф. поглощения (см. *Пролетания эффект*). При сильном насыщении ($\Delta N \rightarrow 0$) поглощаемая веществом мощность перестаёт зависеть от интенсивности поля, т. е. переход насыщается. Аналогично, в усиливающей среде с инверсной населённостью $\Delta N_0 < 0$ Н. э. вызывает уменьшение коэф. усиления. Наряду с этим уменьшается абс. величина резонансной добавки к показателю преломления, т. е. Н. э. обуславливает

зависимость показателя преломления от интенсивности падающего поля и, т. о., является одной из причин резонансного *самоограничения волн*.

Степень насыщения, как видно из (*), убывает с увеличением отстройки частоты излучения от резонанса. Это приводит к деформации спектральных линий. В случае однородного уширения линия поглощения падающего излучения сохраняет лоренцовую форму, однако её ширина увеличивается в $\sqrt{1 + I/I_n}$ раз. Этот эффект наз. *полезным уширением* или *уширением следствия насыщения*.

Н. з. играет определяющую роль в *квантовой электронике*. Он стабилизирует амплитуду колебаний в лазерах и *мазерах*, ограничивает сверху динамич. диапазон квантовых усилителей. В ряде случаев Н. з. применяется для стабилизации частоты генерации лазеров, для модуляции их добротности и т. д.

Н. з. широко используется в нелинейной спектроскопии, в частности он является физ. основой т. н. спектроскопии насыщения, позволяющей изучать с высоким разрешением структуру неоднородно уширенных спектральных линий и полос.

Н. з. может иметь место также и в случае многофотонных переходов между квантовыми уровнями. Для этого, однако, требуются существенно более высокие интенсивности падающего излучения (см. *Многофотонные процессы*).

Лит. см. при статьях *Джуринская система*, *Квантовая электроника*, *Нелинейная спектроскопия*, *Лазер*.

К. Н. Дробоч.

НАСЫЩЕННЫЙ ПАР — пар, находящийся в термодинамич. равновесии с конденсиров. фазой (жидкостью, твёрдым телом), реализуется при стационарном состоянии системы и отсутствует в ней р.з. составляющих градиента хим. потенциала. Н. п. существует в интервале темп-р и давлений между тройной точкой и критич. точкой, каждому значению давления в этом интервале соответствует своя темп-ра насыщения. Состояние сухого (не содержащего взвешенных частиц конденсиров. вещества) пара крайне неустойчиво, т. к. он легко конденсируется при малейшем повышении темп-ры или переходит в пересыщенный пар при её повышении. Если давление пара выше, чем давление Н. п. при той же темп-ре, то пар наз. *пересыщенный*.

Ю. Н. Любимов.

НАСЫЩЕННЫЙ РАСТВОР — раствор, находящийся в равновесии с растворимой фазой при данных условиях (темп-ре, давлении). Концентрация растворённого в Н. р. вещества наз. *растворимость* или последнего в данном растворителе при данных темп-ре и давлении. Если концентрация раствора ниже, чем концентрация Н. р. при той же темп-ре, раствор наз. *ненасыщенный*. При охлаждении Н. р. в присутствии центров кристаллизации растворённое вещество может кристаллизоваться, при их отсутствии раствор может стать *пересыщенным*.

Ю. Н. Любимов.

НАТРИЙ (Natrium), Na, — хим. элемент гл. подгруппы I группы периодич. системы элементов, относится к *щелочным металлам*, ат. номер 11, ат. масса 22,98977. В природе представлен одним стабильным нуклидом ^{23}Na . Электронная конфигурация внеш. оболочки $3s^2$. Энергии последоват. ионизаций соответственно равны 5,139; 47,304 и 71,65 эВ. Металлич. радиус 0,189 нм, радиус иона Na^+ 0,098 нм. Значение электроотрицательности 1,01.

Н. — мягкий серебристо-белый металл, быстро тускнеющий на воздухе. Обладает кубич. объёмно-центриров. рёшеткой с параметром $a = 0,42820$ нм. Плотность 0,968 г/дм³, $t_{пл} = 97,83^\circ\text{C}$, $t_{кип} = 882,9^\circ\text{C}$, теплота плавления 2,5998 кДж/моль, теплота испарения 106,0 кДж/моль (при $t_{кип}$). Уд. теплоёмкость твёрдого Н. 1,23 кДж/(кг·К) (20°C), жидкого — 1,39 кДж/(кг·К) (при $t_{кип}$). Коэф. теплопроводности 1,32·10⁸ Вт/(м·К), коэф. теплового линейного расширения 7,21·10⁻⁶ К⁻¹. Уд. электрическое сопротивление

4,288·10⁻² мкОм·см (при 20°C), 9,675·10⁻² мкОм·см (при 100°C). Твёрдость по шкале Мооса 0,4, по Бригеллю 0,68 МПа. Вязкость жидкого Н. 0,690 мПа·с (при 97,83°C), 0,387 мПа·с (при 250°C), 0,278 мПа·с (при 400°C). Поверхностное натяжение 192 мН/м (при 97,83°C), 177 мН/м (при 400°C). Н. парамагнитен, уд. магн. восприимчивость 0,70·10⁻⁶.

Н. химически высокоактивен, степень окисления +1, бурно реагирует с водой, быстро окисляется на воздухе, хранит металл. Н. и обращаться с ним следует осторожно.

Н. используют как восстановитель редких металлов, как добавку к нек-рым сплавам. Жидкие Н. и калий используют в качестве теплоносителя (напр., в ядерных реакторах). Парам Н. наполняют газонагревательные трубки спец. ламп (жёлтое свечение). В качестве радиоактивных индикаторов применяют β⁻-радиоактивный ^{23}Na ($T_{1/2} = 2,602$ года) и более короткоживущий β⁻-радиоактивный ^{24}Na ($T_{1/2} = 15,0$ ч).

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ — переходы в квантовомеханич. системах под воздействием внешнего воздействия или во времени возмущений и случаях, когда характерное время изменения возмущения (τ) сравнимо или меньше обратных частот вызываемого перехода $\omega_n \approx \hbar/\Delta\epsilon$. Н. п. состоят в процессах перестройки электронных оболочек, происходящих в неупругих столкновениях атомов, ионов и молекул с заметной вероятностью. Для вычисления вероятности Н. п. в большинстве случаев используют полуклассич. приближение — квазиклассич. описание. Движение партнёров столкновения и квантовое описание их внутр. состояний. Волновую ф-цию всей системы $\Psi(r, R)$ представляют в виде разложения по адабатам. базису (см. *Адиабатическое приближение*), т. е. по полному набору волновых ф-ций быстрой подсистемы $\Phi_n(r, R)$ при фиксиров. параметрах $\{R\}$ медленной подсистемы (R — совокупность координат быстрой подсистемы). Коэф. разложения в таком представлении $\chi_n(R)$, темп-ры (уровни) медленной подсистемы $\chi_n(R)$. Проблема нахождения полной волновой ф-ции $\Psi(r, R)$ сводится в общем случае к решению *Штурма* — *Лиувилля задачи* для бесконечной системы зацепляющихся обыкновенных дифференц. ур-ний. Связи между этими ур-ниями определяются недиагональными матричными элементами от оператора кинетич. энергии относит. движения медленной подсистемы. В тех случаях, когда ими можно пренебречь, быстрая сходимость адабатами. приближения обеспечена. Чаще всего малость матричных элементов от операторов кинетич. энергии по сравнению с потенциалами проявляется в электронно-ядерных системах (атомах, молекулах, кристаллах), где соответствующим параметром разложения является величина $(m_e/M)^{1/2}$ (m_e — масса электрона, M — масса ядра), п адабатами. приближение наз. *приближением Борна — Оппенгеймера* (М. Борн, В. Орренгеймер, 1927). Оно оказывается справедливым, если волновая ф-ция — медленно меняющаяся ф-ция ядерных координат, и нарушается при наличии вырожденных или почти вырожденных электронных состояний. Нестационарные электрон-ядерные системы сталкивающихся атомных частиц описываются теоретически как квазиклассич. Адиабатич. принцип разделения движений и полуклассич. метод описания взаимодействия между партнёрами столкновения являются предосновой теории эволюции всей системы на основе нестационарной теории возмущений. Гл. характеристикой неупругого перехода с дефектом энергии $\Delta\epsilon$ при скорости относит. движения v служит параметр Мессии $\xi = \Delta\epsilon \cdot a/\hbar v$. Здесь a — размер области, где существенно меняется адабатами. электронная волновая ф-ция. Критерием адабатами. столкновения является выполнение неравенства $\xi \gg 1$. Вероятность Н. п. между состояниями $|k\rangle$ и $|l\rangle$ с очень малым дефектом энергии $\Delta\epsilon$ при $\xi \gg 1$, как правило, экспоненциаль-

по мала. В приближении Ландау — Дыхне (1961) [1, 2] она равна

$$W_{fi} = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \text{Im} \int_{t_0}^t \Delta \mathcal{E}(t) dt \right\}.$$

Здесь t' — любая точка на веществе оси времени, t — точка в верхней полуплоскости комплексного времени t , в k -рассеянии $\Delta \mathcal{E}(t) = 0$. В случае степенной мажоранты (напр., в процессах кулоновской ионизации атомов медленными тяжёлыми частицами) вероятности Н. п. наделяются в первом приближении Борна — Фока (М. Born), устоявшегося в 1928:

$$W_{fi} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{\Delta \mathcal{E}(t)} \langle j | \frac{\partial \hat{V}}{\partial t} | i \rangle \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t \Delta \mathcal{E}(t') dt' \right\} \right|^2,$$

где $\hat{V}(t)$ — оператор взаимодействия.

Квазирезонансные Н. п., т. е. переходы с относительно малыми дефектами энергии, происходят при расстояниях R_0 , значительно превышающих типичные атомные размеры a_0 , и характерных их сечения относительно велики: $\sigma \sim R_0^2$. Успешное развитие корректной асимптотич. теории квазирезонансных Н. п. обусловлено наличием малого параметра a_0/R_0 и ограниченностью числа состояний квазиинварианта при больших межядерных расстояниях [3]. В отсутствие вырождения вероятностями переходов на др. уровни, кроме рассматриваемых двух (начального и конечного), при $R_0 \gg a_0$ можно пренебречь, а адекватным оказывается приближение двух состояний. В предположении классичности движения системы в области неадиабатичности, в небольшом диапазоне изменения межкомнатных расстояний квазипересечения или пересечения термов (см. *Пересечение уровней*), неадиабатич. связь описывается моделью Ландау — Зинера — Штукельберга (С. М. Zener, E. С. G. Stueckelberg), установленной в 1932 [2—4]. Среди других, более общих, в т. ч. и величинных, моделей неадиабатич. явлений, наиб. широко используется т. н. аксионная модель [3, 4], качественно верно описывающая случаи произвольной перестройки адиабатич. ф-ций при переходе через область неадиабатичности.

В явном отношении весьма важен обширный класс полуклассич. процессов столкновений с локальным нарушением адиабатич. критерия $\xi \gg 1$, происходящих в результате сближения или пересечения квазиинвариантных термов при нек-рых межкомнатных расстояниях. Для атомов средней массы — это столкновения в области от тепловых энергий до сотен эВ. В приближении пространств локализации матрица рассеяния находится путём шивания решений в областях неадиабатич. связи с решениями в областях адиабатич. эволюции [4]. Для построения многоканальной полуклассич. матрицы рассеяния в случае хорошо локализованных переходов чаще всего используются модели неадиабатич. связи двух состояний. В случае неск. каналов для расчета матрицы рассеяния в областях неадиабатич. связи используют разл. варианты теории возмущений: борновское приближение и его модификацию методом искажённых волн [5], метод почти адиабатич. возмущений Ландау — Дыхне или Борна — Фока [1, 2, 4], *энергич. возмущений метод* [4, 6] и др. В отсутствие пространств локализации Н. п. для построения многоканальной полуклассич. матрицы рассеяния решают системы многих ур-ний приходится, как правило, численно. Исключение составляют Н. п. между высоковольтными (почти классическими) состояниями в атомах, когда полуклассич. матрица рассеяния может быть найдена аналитически, исходя из *соответствия принципа* квантовой механики (предельного перехода $\hbar \rightarrow 0$).

Квазирезонансные Н. п. играют определяющую роль в кинетике формирования компонентов плазмы, активной среды газовых лазеров, атмосферы и т. п. Экспериментально и теоретически исследуются также Н. п. в медленных атомных столкновениях, как резонансная и нерезонансная перестройка, передача возбуждения, дезактивация, деполаризация, силовой обмен, переходы между компонентами тонкой и сверхтонкой структуры электронных оболочек атомов, между разл. молекулярными состояниями, столкновения с участием отрицат. ионов и др. Цели исследований — получение детальной информации о механизмах и осн. особенностях элементарных процессов столкновений, а также надёжная оценка величины вероятностей и сечений разл. каналов возбуждения.

Лит.: 1) Дыхне А. М., Адиабатическое возмущение состояния дискретного спектра, «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 1324; 2) Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., 1989; 3) Гладкий В. М., Никитин Е. Е., Смирнов В. М., Теория столкновений атомных частиц, М., 1981; 4) Никитин Е. Е., Уманский С. И., Неадиабатические переходы при медленных атомных столкновениях, М., 1979; 5) Моэтт Н., Мессе Г., Теория атомных столкновений, пер. с англ., М., 1969; 6) Дыхне А. М., Юдин Г. Л., «Встряхивание» неавтономной системы и характер стимулированных их переходов, «УФН», 1978, т. 125, с. 377.

Г. Л. Юбин.

НЕВЕСОМОСТЬ — состояние, в k -рассеянии находится материальное тело, свободно движущееся в поле тяготения Земли (или любого др. небесного тела) под действием только сил тяготения. Отличит. особенность состояния Н. в том, что при Н. действующие на частицы тела внеш. силы (силы тяготения) не вызывают взаимных давлений частиц тела друг на друга.

Когда тело покоится в поле тяготения Земли на горизонтальной плоскости, на него действуют сила тяжести и численно равная ей, но противоположно направленная сила — реакция плоскости. В результате в теле возникают внутр. усилия в виде взаимных давлений частиц тела друг на друга. Человеческий организм воспринимает такие внутр. усилия как привычные для него состояние весомости. Появляются эти внутр. усилия за счёт действия реакции плоскости. Реакция является силой поверхностной, т. е. силой, непосредственно действующей на какую-то часть поверхности тела; другим же частицам тела действие этой силы передаётся путём давления на них соседних частиц, что и вызывает в теле соответствующие внутр. усилия. Аналогичные внутр. усилия возникают при действии на тело любых др. поверхностных сил: силы тяги, силы сопротивления среды и т. п. Если поверхностная сила численно больше силы тяжести, то соответственно больше и внутр. усилия, что вызывает явление перегрузки и имеет, напр., место при старте ракеты.

Сила тяготения является силой массовой и, в отличие от поверхностных сил, действует непосредственно на каждую из частиц тела. Поэтому, когда на тело действует только сила тяготения, оно непосредственно сообщают каждой из частиц тела одно и то же ускорение и эти частицы движутся как свободные, не оказывая взаимных давлений друг на друга; тело находится в состоянии Н.

Вообще состояние Н. имеет место, когда: а) действующее на тело внеш. силы являются только массовыми (силы тяготения); б) поле этих массовых сил локально однородно, т. е. силы поля сообщают всем частицам тела в каждом его положении одинаковые по модулю и направлению ускорения, что при движении в поле тяготения Земли практически имеет место, если размеры тела малы по сравнению с радиусом Земли; в) вач. скорости всех частиц тела по модулю и направлению одинаковы (тело движется поступательно).

Напр., космич. летат. аппарат (или ИСЗ) и все находящиеся в нём тела, получив соответствующую вач. скорость, движутся под действием сил тяготения вдоль своих орбит практически с одинаковыми ускорениями, как свободные, и ни сами тела, ни их частицы взаимных давлений друг на друга не оказывают, т. е. находятся

в состоянии Н. При этом по отношению к кабине летат. аппарата находящегося в нём тело может в любом месте оставаться в покое (свободно «висеть» в пространстве). Хотя силы тяготения при Н. действуют на все частицы тела, но нет внеш. поверхностных сил, к-рые могли бы вызывать взаимные давления частиц друг на друга. Отметим, что внутр. усилия другой природы, вызываемые во внеш. воздействиях, напр. молекулярные силы, температурные расширения, мускульные усилия в теле человека, могут иметь место и в состоянии Н.

Н. может существенно влиять на ряд физ. явлений. Напр., у жидкостей, налитой в сосуд, силы межмолекулярного взаимодействия, малые в «земных» условиях по сравнению с силами давления, обусловленными весомостью, влияют только на форму мениска. При Н. действие этих сил приводит к тому, что смачивающая жидкость, помещённая в закрытый сосуд, равномерно распределяется по стенкам сосуда, а воздух, если он есть, занимает среднюю часть сосуда, несмачивающая же жидкость принимает в сосуде форму шара. Капли вылившейся из сосуда жидкости тоже стягиваются в шарики.

Вследствие значит. отличия условий Н. от «земных» условий, в к-рых создаются и отлаживаются приборы и агрегаты ИСЗ, космич. летат. аппаратов и их ракетносителей, проблема Н. занимает важное место среди др. проблем космонавтики. Так, в условиях Н. авиационные приборы и устройства, в к-рых используются физ. маятники или свободная подача жидкости и т. п. Учёт Н. становится особенно существенным для систем, имеющих ёмкости, частично заполненные жидкостью, что, напр., имеет место в двигателях установках с жидкостно-реактивными двигателями, рассчитанных на многократное включение при космич. полёте. Возникает и ряд др. техн. проблем.

Особенно важно учитывать своеобразие условий Н. при полёте обитаемых космич. кораблей, т. к. условия жизни человека при Н. существенно отличаются от привычных, «земных» условий, что вызывает изменения ряда его жизненных функций. Однако предарит, тренировки и профилактические меры позволяют человеку долгое время пребывать и успешно работать в условиях Н.

Предполагается также, что при очень длин. полётах на орбитальных (околоземных) или межпланетных станциях можно создавать искусств. «тяжесть», располагая, напр., рабочие помещения в кабинах, вращающихся вокруг центр. части станции. Тела в этих кабинах будут прижиматься к боковой поверхности кабины, к-рая будет играть роль «пола», а реакция этого «пола», приложенная к телам, и создаст искусств. «тяжесть».

С. М. Тор.

НЕВЗАИМНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ оптические — устройства, для к-рых условия прохождения света и прямой и обратном направлениях неодинаковы. Оптич. Н. э. используются в системах управления оптич. излучением для создания однопользовательных оптич. схем, для возбуждения в кольцевых лазерах заданного направления бегущей волны, в лазерах заданной частоты для устранения захвата частот встречных волн (см. *Захватывание частот*), а также в волоконно-оптических гироскопах для задания нач. сдвига фаз между встречными волнами.

Обязат. условием для создания оптич. Н. э. является использование такого физ. эффекта, в к-ром имеется выбранное направление, совпадающее с одним из направлений распространения света. Напр., для *Фарадея эффекта* и *Веземана эффекта* выбранным является направление внеш. магн. поля, в движущихся и вращающихся средах — направление движения или вращения, в акустич. устройствах — направление распространения звука. Независимость эффектов может быть по фазе, амплитуде, поляризации.

Фазовые оптич. Н. э. Для фазовых Н. э. используются среды, в к-рых различна скорость распространения

света для прямой и обратной волн. Это приводит к различию оптических длин фазовых оптич. Н. э. для световых волн с противоположными направлениями распространения. Примером фазового Н. э. является движущаяся среда (см. *Физо опыт, Скорость света*). Для среды с показателем преломления n , движущейся со скоростью v , фазовые скорости волн, распространяющихся вдоль и против движения среды, равны $u = c/n \pm v(1 - 1/n^2)$. Недостатком оптич. Н. э., использующих эффекты «увеличения» света движущейся средой, является требование высокой стабильности скорости движения. Поэтому практически чаще используется независимость фарадеевской явочки, в к-рой скорость световой волны с заданной круговой поляризацией зависит от угла между направлением распространения света и внеш. магн. полем. Разности фаз волн, поляризованных по левому и правому кругу, при прохождении фарадеевской явочки длиной l в прямом и обратном направлениях равны

$$\delta_{\pm} = \pm 2\lambda g \cos\theta / \lambda_0 n_0,$$

где λ — длина волны света, n_0 — показатель преломления среды в отсутствие внеш. магн. поля, g — псевдотензор гирации, θ — угол между направлением световой волны и направлением магн. поля. В диамагн. и парамагн. веществах величина вращения пропорциональна магн. полю, а в ферромагнетиках — намагниченности среды.

Фазовые Н. э. в волоконно-оптич. гироскопах задают нач. разность фаз между встречными волнами света; в лазерных гироскопах они создают разность оптич. длин для волн, бегущих в противоположных направлениях. Если волну, поляризованную по левому кругу, подавать с помощью линейного поляризатора, расположенного между двумя пластинами $\lambda/4$ (главные оси к-рых повернуты на $+45^\circ$ и -45° относительно направления макс. пропускания поляризатора), то для встречных волн, поляризованных по правому кругу, частоты генерации кольцевого лазера окажутся различными, т. к. частота генерации определяется тем, что на длине лазера должно укладываться целое число длин волн излучения.

Амплитудные оптич. Н. э. обычно используются либо для коммутации направления излучения, либо для подавления рассеянного назад излучения с целью получения высокостабильного одночастотного лазерного источника. Применяются они и для подавления одной из двух встречных волн в кольцевом лазере. Амплитудный Н. э. для подавления одной из волн представляет собой (рис. 1) фарадеевский элемент Z длиной l , расположен-

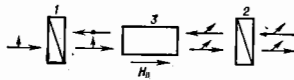


Рис. 1. Независимый фарадеевский элемент: 1, 2 — поляризаторы, повернутые друг относительно друга на 45° ; 3 — фарадеевская явочка.

ный между двумя поляризаторами 1 и 2, повернутыми друг относительно друга на 45° . При прохождении линейно поляризованного света через фарадеевский элемент происходит поворот плоскости поляризации на угол $\psi = \pi g l / \lambda_0 = V H l$ за счёт разности скоростей волн, поляризованных по правому и левому кругу. Здесь V — постоянная Верле, зависящая от частоты света и темп-ры, H — напряжённость продольного магн. поля. Угол поворота не зависит от направления распространения света. Если плоскость поляризации света, идущего вдоль H , поворачивается на 45° , то свет полностью пройдёт через поляризатор 2 (нижние стрелки, рис. 1); свет с противоположным направлением (верхние стрелки, рис. 1) после поворота плоскости его поляризации на 45° полностью поглотится поляризатором 1.

Другой вид амплитудного оптич. Н. э. (рис. 2) представляет собой систему из двух электрооптич. СВЧ-модуляторов света 1 и 2, помещённых между скрещённых поляризаторов 3 и 4. Если с помощью фазовращателя 5 сдвинуть фазу напряжения в модуляторе 2 на $\pi/2$ относительно 1, а расстояние между модуляторами L взять равным $\lambda/4$ (λ — длина волны модулирующего сигнала), то свет, идущий слева, через эту систему не пройдёт, т. к. к моменту прихода света во второй модулятор напряжение на нём сдвинется на π

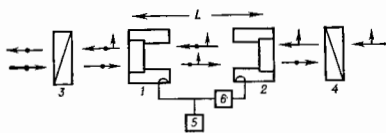


Рис. 2. Независимый электрооптический элемент: 1, 2 — СВЧ-модуляторы света; 3, 4 — скрещённые поляризаторы; 5 — генератор СВЧ; 6 — фазовращатель.

относительно напряжения, модулированного светом в 1. Поэтому свет, выходящий из модулятора 2, не будет иметь компоненты, поляризованные ортогонально исходному свету. Для идущего справа света, разность фаз между модулирующими сигналами на первом и втором модуляторах равна нулю и модулиров. свет проходит через скрещённые поляризаторы. Если необходимо подавать свет, идущий справа, то надо фазовращателем 6 установить фазу — $\pi/2$.

Амплитудная независимость существует также при распространении света в поле акустич. волны. Это явление связано с тем, что при дифракции Брэгга для встречных световых пучков на бегущей акустич. волне условия Брэгга выполняются при разл. углах падения света. Световой пучок, идущий справа (рис. 3), дифрагирует на +1 максимум, а свет, идущий слева, — в -1 максимум. Если условие синхронизма точно выполнено для +1 максимума, то для -1 оно нарушено. Степень нарушения определяется вели-

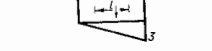


Рис. 3. Независимый акустооптический элемент: 1 — возбуждатель звука; 2 — звукопровод; 3 — поглотитель звука.

чиной η , k -ран в данном случае равна $v\lambda/c\lambda$, где c — скорость света, l — длина области взаимодействия света и звука. Если интенсивность звука такова, что с +1 максимумом дифрагирует весь свет, то при $\eta l = \pi\sqrt{3}$ свет в -1 максимум не пройдёт. Т. о., свет, падающий на ячейку слева, проходит через неё без потерь, а свет, идущий справа, весь отклоняется в +1 максимум.

Разность частот, интенсивностей и поляризаций встречных волн в кольцевом лазере создаётся также с помощью магнитооптических эффектов Керра, возникающих при отражении от ферромагн. зеркала резонатора. Эти эффекты проявляются в зависимости характеристик отражённого света от вектора намагниченности ферромагнетика J и от направления распространения и поляризации падающего света. В случае меридионального и полярного эффектов Керра (J в плоскости падения) происходит изменение поляризации падающего линейно поляризованного излучения. При экваториальном эффекте Керра (J перпендикулярно плоскости падения) интенсивность отражённого излучения зависит от $|J|$. Разность частот линейно поляризованных встречных волн (с поляриза-

цией в плоскости падения) создаётся за счёт экваториального эффекта, встречных волн с круговой поляризацией — за счёт полярного эффекта.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Зильберман Г. Е., Кулеченко Л. Ф., Независимый эффект при прохождении света через ультразвуковой пучок, «Радиотехника и электроника», 1979, т. 24, № 5, с. 301; Балацкий В. И., Шарыгин В. Н., Чирков Л. Е., Физические основы акустооптики, М., 1985. В. Н. Пармил, А. Н. Шелев.

НЕГОЛОНОМНАЯ СИСТЕМА — механич. система, на к-рую кроме геом. связей наложены ещё дифференциальные (кинематич.) связи, не сводящиеся к геометрическим и называемые неголономными (см. Голономная система). Математически неголономные связи выражаются ур-ниями вида:

$$f_k(x_i, y_i, z_i, \dot{x}_i, \dot{y}_i, \dot{z}_i, t) = 0 \quad (k = 1, 2, \dots, r), \quad (1)$$

где x_i, y_i, z_i — координаты, $\dot{x}_i, \dot{y}_i, \dot{z}_i$ — проекции скоростей, t — время, r — число наложенных связей. При этом предполагается, что ур-ния (1) не могут быть непосредственно проинтегрированы; в противном случае получим голономную систему. Число координат x_i, y_i, z_i определяющих положение Н. с., больше числа степеней свободы системы. Т. к. ур-ния (1) непосредственно не интегрируются, для Н. с. в отличие от голономной, нельзя заранее выразить зависимость координаты через независимые.

Н. с. наз. линейной, если ур-ния (1) линейны относительно скоростей, т. е. имеют вид:

$$\dot{f}_k = \sum_{i=1}^n (a_{ki}\dot{x}_i + b_{ki}\dot{y}_i + c_{ki}\dot{z}_i) + d_k = 0, \quad (2)$$

где a, b, c и d — ф-ции x_i, y_i, z_i и t ; N — число точек системы.

Пример линейной Н. с. — шар, катящийся по шероховатой плоскости. Ур-ние связи, выражающее тот факт, что точка касания шара имеет скорость, равную нулю, не может быть проинтегрировано. Возможные перемещения точки системы при связях (2) удовлетворяют условиям:

$$\sum_{i=1}^n (a_{ki}\delta x_i + b_{ki}\delta y_i + c_{ki}\delta z_i) = 0. \quad (3)$$

Движение линейных Н. с. можно изучать с помощью Чалыгина уравнений, Аппеля уравнений и др. С учётом условий (3) эти ур-ния могут быть получены из дифференциальных принципов (Д'Аламбера — Лагранжа принцип и Гаусса принцип) или же из обобщённого интегрального принципа Гамильтона — Остроградского.

Н. с. наз. нелинейной, если ур-ния (1) нелинейны относительно скоростей. Пример: система двух точек $M(x, y, z)$ и $M_1(x_1, y_1, z_1)$, в k -ой точке M_1 движется по заданному закону, а скорость точки M зависит от взаимного расположения точек, напр. от расстояния MM_1 . Ур-ние связи будет

$$f = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} - \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2} = 0.$$

Ур-ния движения нелинейных Н. с. могут быть получены из тех же принципов механики, что и для линейных Н. с., если возможные перемещения точек системы удовлетворяют условию Четаева:

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_i} \delta x_i + \frac{\partial f_k}{\partial y_i} \delta y_i + \frac{\partial f_k}{\partial z_i} \delta z_i \right) = 0.$$

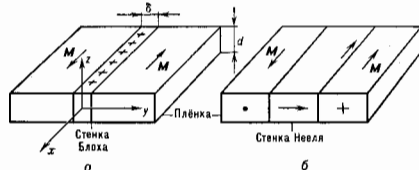
Механика Н. с. находит приложения при решении ряда задач совр. техники (автоматика, кибернетика и др.).

Лит.: Чаплыгин С. А., Исследования по динамике неголономных систем, М. — Л., 1949; Герц Г., Принципы меха-

нии, заложены в мировой связи, пер. с нем., М., 1959; Дюбронаров В. В., Основы механики негелионных систем, М., 1970. Т. С. Логосов.

НЕЕЛЯ СТЕНКА — область между соседними доменами (см. *Максимальная доменная структура*) в тонких магнитных пленках, в к-рой быстро пространство. Изменение намагниченности M происходит в плоскости расположения векторов намагниченности доменов (в плоскости, параллельной поверхности пленки). Согласно определению, в Н. с., в отличие от *Блоха стенки*, $\text{div} M \neq 0$. Представление о доменных стенках (ДС) подобного типа впервые было введено Л. Неелем (L. Néel, 1955) [4].

Причину образования Н. с. удобно объяснить, используя рисунок. Если в тонкой пленке толщиной d при переходе от левого домена к правому (рис. а) намагниченность M поворачивается так, что остается парал-



лельной плоскости ДС (стенка Блоха, плоскость xz), то в узкой полоске шириной δ (толщина ДС) на поверхности пленки образуются магнитостатич. заряды, приводящие к увеличению полной энергии стенки [2]. Эта энергия при условии $d < \delta$ может быть снижена, если поворот M будет осуществляться в плоскости пленки, как изображено на рис. б (стенка Нееля). С этим снижением полной энергии пленки и связана энергетич. выгода образования Н. с. в тонких пленках. По совр. оценкам, критич. толщина пленки $d_{кр}$, ниже к-рой выгодно образование Н. с. в тонких пленках, составляет сотни ангстрем.

Лит.: 1) Néel L., *Energie des parois de Bloch dans les couches minces*, с. 11, heb. Séanc. Acad. Sci., 1955, v. 241, p. 333; 2) Вонсовский С. В., *Магнетизм*, М., 1971.

НЕЕЛЯ ТОЧКА — темп-ра (T_N) фазового перехода из парамагн. состояния в антиферромагнитное (см. *Антиферромагнетизм*). Названа в честь Л. Нееля (L. Néel), выдвинувшего (наряду с Ж. Д. Ландау) идею о существовании антиферромагн. упорядочивания атомных магн. моментов вещества. Большой частью этот переход бывает переходом второго рода (см. *Максимальный фазовый переход*). В Н. т. наблюдаются максимумы на кривых температурной зависимости теплоёмкости, коэф. теплового расширения и др. термодинамич. величин. *Магнитная восприимчивость* χ выше T_N изменяется согласно *Кюри — Вейса закону* $\chi = C/(T + \theta)$, где константа Вейса θ обычно существенно (иногда в 2—3 раза) больше T_N . Ниже T_N у одноосных антиферромагнетиков наблюдается сильная анизотропия магн. восприимчивости. В отличие от *Кюри точки ферромагнетиков*, Н. т. не является изолиров. точкой на фазовой плоскости $H - T$. Она зависит от внеш. поля H и, как правило, понижается при увеличении поля H , стремясь к нулю, когда $H \rightarrow H_E$ (H_E — эффективное магн. поле обменного взаимодействия). В исследованных антиферромагнетиках T_N меняется в широких пределах: от нанокельвинов для итерных антиферромагнетиков (напр., для ядерной спиновой системы меди $T_N = 30\text{мК}$) до сотен кельвинов в металлах (Cr, Mn), простых оксидах (типа NiO) и ортоферритах. Макс. значение $T_N = 950\text{К}$ наблюдается у гематита ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$).

НЕИДЕАЛЬНАЯ ПЛАЗМА — плазма, в к-рой потенциальная энергия взаимодействия между частица-

ми сопоставима с их кинетич. энергией или превышает её. Н. п. может приобретать качественно новые свойства по сравнению с идеальной. Напр., при сильном сжатии слабоионизирующей плазмы паров металлов её электропроводность возрастает до значений, сопоставимых с электропроводностью жидких металлов.

Основные параметры неидеальности. Плазма, заряд. частицы к-рой взаимодействуют по закону Кулона, становится неидеальной, когда ср. энергия кулоновского взаимодействия $e^2 n_e^{1/3}/kT$ сравнима с тепловой энергией kT , т. е.

$$\gamma = e^2 n_e^{1/3} / kT \gtrsim 1, \quad (*)$$

где T — темп-ра, n_e — ср. число электронов в единице объёма, т. е. $n_e \sim 1/3 n_{sp}$, γ — т. н. плазменный параметр взаимодействия. Если ввести *дебаевский радиус экранирования* $r_D \sim (kT/n_e e^2)^{1/2}$, то условие (*) можно записать в виде $\mu = 1/n_e r_D^3 \gtrsim 1$. Величина μ наз. плазменным параметром идеальности (см. *Идеальная плазма*). Плазма идеальна, если $\mu \ll 1$. С уменьшением r_D число частиц в дебаевской сфере $(4\pi/3)n_e r_D^3$ уменьшается и теряется представление о дебаевской экранировке. Можно считать, что тогда экранировка осуществляется на ср. расстояниях между частицами и параметры μ и γ совпадают. Если ионы многократно заряжены, то параметр электронно-ионного взаимодействия $\gamma = Ze^2 n_i^{1/3} / kT$ содержит заряд иона Ze и ср. межкнонные расстояния $n_i^{-1/3}$, n_i — концентрация ионов.

Представления, характерные для кинетики газоразрядной идеальной плазмы, неприменимы для Н. п. Далекие столкновения между заряд. частицами в ней не преобладают — *кулоновский логарифм* $L = \ln(n_e r_D^3 / Z^2 e^2)$ теряет свой смысл. Близкие взаимодействия (на расстояниях макс. сближения частиц $Z^2 e^2 / kT$) оказываются венарными, поскольку длина

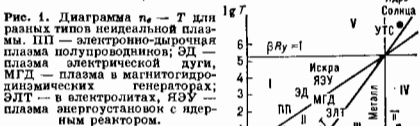


Рис. 1. Диаграмма $\gamma_e - T$ для разных типов неидеальной плазмы. ПП — электронно-ионная плазма полупроводников; ЭД — плазма электрической дуги; МГД — плазма в магнитогидродинамических генераторах; ЭЛТ — в электролитах; ЯЭУ — плазма энергоустановок с ядерным реактором.

пробера $[n(Z^2 e^2 / kT)^2 n_i]^{-1}$ сравнима с расстоянием между частицами, что характерно для жидкостей.

Идеальная плазма возникает в результате тепловой ионизации разреженного газа (см. *Саха формула*). Плотное вещество может ионизоваться в результате смитти электронных оболочек атомов и ионов, если ср. расстояние между частицами меньше радиуса оболочки ($r_{0p} \leq a_0 / Z$, a_0 — радиус Бора). Для такой ионизации не требуются высокие темп-ры, кинетич. энергия характеризуется энергией Ферми ϵ_F . В этом случае критерий неидеальности имеет вид:

$$\gamma_{кв} = Ze^2 n_e^{1/3} \epsilon_F^{-1} \gtrsim 1.$$

Такая плазма является вырожденной. Её неидеальность возникает и усиливается с уменьшением плотности, поскольку $\epsilon_F = \hbar^2 (3/2 n_e)^{1/2} / 2m$.

На диаграмме $\gamma_e - T$ (рис. 1) представлено неск. типов плазм: I — слабоидеальная плазма, в к-рой отнесены, напр., плазма газового разряда; II — классич. неидеальная плазма; III — неидеальная плазма

с вырожденными электронами и классич. ионами (здесь размещаются и жидкометаллич. состояния); IV — плазма, в к-рой вырожденные электроны взаимодействуют слабо, а классич. ионы — сильно (плазма, создаваемая при взрывном сжатии).

Квантовые эффекты могут играть важную роль и в невырожденной плазме. Если классич. расстояние макс. сближения Z^2e^2/kT меньше длины волны де Бройля λ_D , то представление о нём теряет смысл и в выражении кулоновского логарифма Z^2e^2/kT заменяется на λ_D : $L = \ln(\rho_0/\lambda_D)$. Из неравенства $Z^2e^2/kT \ll \lambda_D$ можно получить неравенство $Z^2R \ll kT$, где R — энергия ионизации атома водорода (Ридберга постоянная). Последнее неравенство означает, что плазма полностью ионизована (рис. 1, область V).

В области I энергия связанного состояния превышает тепловую энергию свободных частиц, что означает присутствие в плазме атомов. Частично ионизованная плазма имеет в своём составе атомы, молекулы, свободные электроны и ионы. Параметры атомов разных веществ (размеры, поляризуемость, энергия ионизации) отличаются очень сильно. Если поляризуемость атомов α велика ($\chi \text{ Cs} \alpha = 400 \text{ \AA}^3$), то достаточно велик ср. потенциал ϕ , создаваемый поляризов. атомами, так что

$$\varphi_{\text{ат}} = e\phi/kT = 2\pi\alpha e^2 n_{\text{ат}}/kT n_{\text{э}} > 1.$$

Следовательно, взаимодействие паров с атомами оказывается сильным и плазма является Н. п. (здесь $r_{\text{ат}}$ — размер атома, $n_{\text{ат}}$ — концентрация атомов). На диаграмме плотность — темп-ра (рис. 2) приведены разл. типы плазмы паров: члена в зависимости от темп-ры T и плотности n ($n = n_0 + n_1$, n_1 — концентрация ионов). Область сильного взаимодействия варьж. частиц с нейтральными примыкает к двухфазной области (заштрихована). В результате притяжения варьж — нейтрал зарядовый состав может стать многокомпонентным, возникают молекулярные положит. и отрицат. ионы, а также более тяжёлые образования — кластерные ионы.

Область кулоновской идеальности ($\mu \geq 1$), притягивая при низких темп-рах к конденсиров. состояниям, распространяется с ростом темп-ры в сторону высоких плотностей. Кривая $\xi = 0,5$ условно отделяет частично ионизованную плазму от полностью ионизованной, $\xi = n_{\text{э}}/(n_1 + n_2)$ — степень ионизации. Две ветви этой кривой соответствуют термической ионизации (нижняя) и ионизации сжатием (верхняя).

Н. п. в природе, технике и лабораторных условиях. Неидеальной является плазма в жидких металлах, полупроводниках, электролитах (ЗИТ, рис. 1), в глубинных слоях Солнца и планет-гигантов Солнечной системы, плазма белых карликов. Неидеальной является плазма рабочих тел в *магнетогидродинамических генераторах* на парах щелочных металлов (МГД), ракетных двигателях с газофазным ядерным реактором (ЯЭУ); плазма, возникающая в установках по исследованию термоядерного синтеза путём лазерного, электронного и взрывного обжатия мишени (см. *Лазерный термоядерный синтез, Инерциальное удержание*). Н. п. возникает за сильными ударными волнами при взрывах или при высокоскоростном ударе. В установках *лазерной технологии* неидеальная плазма возникает при импульсных электрических разрядах.

В лб. условиях слабоидеальная плазма образуется в электрич. разрядах в газе при высоких давлениях. Генерация сильноидеальной плазмы требует спец. методов. Нагрев исследуемого вещества в ампулах под высоким давлением в печах создаёт однородную плазму, к-рую можно надёжно диагностировать. Этот метод ограничен темп-рами до 3000 К из-за разрушения материальн. конструкций. Методы, использующие импульсные джоулев нагрев, позволяют достичь высоких темп-р, однако возникающая при этом плазма обычно неоднородна. Динамич. методы основаны на кумуляции энергии на фронте ударных волн или при адиабатич. сжатии. Динамич. методами были получены наиб. высокие концентрации энергии — давления в сотни тыс. атмосфер и темп-ры до 10^8 К. Трудность этих методов — в необходимости выскох временного разрешения диагностич. устройств.

Свойства Н. п. Энергия ионизации атома в плазме ниже энергии ионизации I уединённого атома. В сильноионизов. плазме это снижение ΔI обусловлено дэбаевским акраправанием $\Delta I = e^2/r_{\text{э}}$. В слабоионизов. плазме ΔI обусловлено поляризацией соседних атомов $\Delta I = 2\pi\alpha e^2 n_{\text{ат}}/n_{\text{э}}$. Поскольку ΔI пропорц. плотности атомов, у-рих Саха, определяющие степень ионизации ξ плазмы, записанное с учётом ΔI , обнаруживает тенденцию экспоненциального роста ξ , а следовательно, и $n_{\text{э}}$ при очень сильном увеличении плотности (сжатии), $n_{\text{э}} \sim \exp[-(I - \Delta I)/2kT]$. Сильные изменения $n_{\text{э}}$ при изменении давления фиксируются при измерении коэф. электропроводности плазмы. Напр., на рис. 3 представлены зависимости электропроводности от паров Cs от темп-ры при разных давлениях. Штриховой линией показана на границе двухфазных состояний. При темп-рах, близких к критич. темп-ре конденсации T_c , электропроводность резко возрастает, приближаясь к электропроводности металлов, и в конечном счёте плазма металлизирована.

Электропроводность с ть слабоионизов. плазмы насыщенных паров металлов аномально велика по сравнению с электропроводностью идеальной плазмы. Это является следствием сдвига *ионизационного равновесия* в сторону увеличения концентрации электронов, обусловленного кластеризацией ионов. Ионные кластеры S_k^+ ($k \gg 1$ — число атомов в кластере) возникают и результате сильного притяж. притяжения атомов к иону. При высокой электропроводности сжимаемая плазма близка к сжимаемости газа, что позволяет разогнать и затормаживать потоки плазмы.

При высоких темп-рах плазма сильно ионизуется. Изабары σ (рис. 3) сближаются, как это происходит и в идеальной плазме, где $\sigma \sim e^2 T^{3/2} n_{\text{э}}^{1/2} / L$. Корректного выражения для σ в этой области теория сильно Н. п. не даёт.

Влияние слабой неидеальности на излучение плазмы в оптич. диапазоне проявляется в сдвиге и уширении спектральных линий и в смещении порогов фотоионизации на величину ΔI . Линии, притягивающие к порогу, преобразуются в сплошной спектр. При очень высоких плотностях плазмы происходит перестройка её энергетич. спектра и оптич. иррадирует плазма уменьшается. Это наблюдается, напр., в экспериментах с плазмой ртутью. По мере металлизации (возникающей при высоких плотностях при сжатии) уменьшается энергетич. щель $(I - \Delta I)$, переходы внутри к-рой

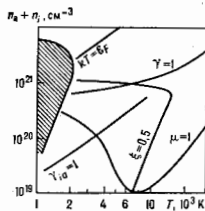


Рис. 2. Неидеальная плазма паров Cs при различных значениях температуры и плотности.

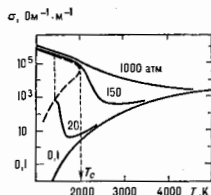


Рис. 3. Зависимость электропроводности неидеальной плазмы Cs от температуры при разных давлениях.

создают дискретный спектр. С уменьшением щели дискретный спектр замещается сплошным, в областях прежней прозрачности возникает широкая полоса поглощения.

Для Н. п. характерно чрезвычайное разнообразие термодинамич. состояний. Взаимодействие между заряж. частицами в плазме является преим. притягивающим, что при сжатии способствует потере устойчивости и приводит к известным фазовым переходам: переход металл — неметалл в металл-аммиачных растворах, капельный переход в электронно-дырочной плазме, переход пар — жидкость щелочных металлов в окрестности критич. точки.

Макс. давления, достигаемое в наст. время за сильными ударами волнами, составляют десятки млн. атмосфер. С ростом давления электронные оболочки атомов и ионов перестраиваются и поочерёдно разрушаются. Термодинамич. величины сверхлютой плазмы монотонно зависят от Z (см. *Термодинамика плазмы*).

Методы описания Н. п. Слабоидеальная плазма не может быть удоблена газу умеренной плотности. Кулоновское взаимодействие, характерное для неё, приводит к расходимости второго вирьяльного коэффициента и статусмы атома. При корректном учёте коллективных эффектов эти расходимости взаимно уничтожаются.

Для сильной Н. п. методы, использующие различие по малым параметрам, неприемлемы. Лишь результаты экспериментов могут указывать на возможность экстраполяции асимптотич. разложений и служить основой альтернативных подходов.

Исследования вырожденной плазмы опираются на вариац. метод функционала плотности энергии (при высоких темп-рах — функционала плотности термодинамич. потенциала; см. *Фока метод функционалов*). Несмотря на то что обменная и коррелл. энергии записываются при $T_{ep}/a_0 \approx 1$ весьма ненадёжно, этот метод позволяет описать даже сравнительно неоднородные жидкометаллич. состояния.

Успехи теории классич. плазмы связаны с проведением *перенормировки* взаимодействия, если она позволяет выделить новые квазичастицы (кластеры, квазиатомы и др.) и с использованием методов машинного эксперимента — *Монте-Карло метода* и *молекулярной динамики метода*.

Лит.: В е д е н о в А. А., Термодинамика плазмы, в сб.: Вопросы теории плазмы, под ред. М. А. Леонтовича, в. 1, М., 1963; К у д р и н Л. П., Статистическая физика плазмы, М., 1974; К р и ж и ц Д. А., Л о з о в и к Ю. Е., Ш п а т о в о в с к а я Г. В., Статистическая модель вещества, «УФН», 1975, т. 117, с. 3; К л и м о н т о в и ч Ю. Л., Кипетическая теория неидеальной газа и неидеальной плазмы, М., 1975; З а м а л и н В. М., Н о р м а н Г. Ф., Ф и л и н о в В. С., Метод Монте-Карло в статистической термодинамике, М., 1977; О б е л и н В., К р е ф т В., К р е м н Д., Теория связанных состояний и неидеального равновесия в плазме и твердом теле, пер. с англ. Х в а т а И. В. и др., М., 1978; Ф о р т о в В. Е., Я к у б о в И. Т., Физика неидеальной плазмы, Черноголова, 1984. И. Т. Якубов.

НЕЙМАНА ЗАДАЧА — задача о нахождении решения *Лапласа уравнения* $\Delta u = 0$ или *Пуассона уравнения* $\Delta u = -f$ в области G (внутр. Н. з.) или вне её (внеш. Н. з.), имеющего на границе S области G заданную непрерывную нормальную производную u_1 (соответственно внутри и извне S). При постановке внеш. Н. з. требуется, чтобы решение на бесконечности стремилось к нулю в трёхмерном и было ограниченным в двумерном случаях.

Н. з. для ур-ний Пуассона и Лапласа в плоскости подставив $v(x) = u(x) - V(x)$, где в трёхмерном случае $V(x) = (4\pi)^{-1} \int f(y)/|x - y|^{-1} dy$ — объёмный потенциал, а в двумерном $V(x) = \int f(y) \ln |x - y| dy$ — логарифмич. потенциал; очевидным образом связавы и граничные значения u_1 и v_1 , внеш. Н. з. связана с внутренней преобразованием Кельвина, т. е. переходом к новым координатам $x \rightarrow x' = xR^2/x^2$ и новой ф-ции

$$u(x) \rightarrow u'(x') = (R/|x'|) u(R^2 x'/x^2)$$

(в двумерном случае множитель $R/|x'|$ перед u отсутствует). Координаты x и x' симметричны относительно сферы радиуса R с центром в начале координат.

Решение внутр. Н. з. существует, единственно с точностью до постоянной и непрерывно зависит от граничных условий для достаточно гладких границ S (в частности, для S , задаваемых в окрестности каждой своей точки x_0 ур-нием $\Phi_{x_0} = 0$ с условием, что $\nabla \Phi_{x_0} \neq 0$, а Φ_{x_0} непрерывна вместе со своими производными). Необходимым условием разрешимости внутр. Н. з. (а также внеш. Н. з. в двумерном случае) является равенство

$$\int_{\partial G} u_1(x) dS + \int_G f(x) dx = 0.$$

Решение Н. з. для ур-ния Лапласа обычно представляется в виде потенциала простого слоя

$$u(x) = \int_S \mu(y) |x - y|^{-1} dS_y$$

(в двумерном случае вместо $|x - y|^{-1}$ стоит $-\ln |x - y|$) и сводится к решению *Фредгольма уравнения* для плотности $\mu(x)$:

$$\pm 2n^{-2} \mu(x) + \int_S \mu(y) \frac{\cos \varphi_{xy}}{|x - y|^{n-1}} dS_y = u_1(x), \quad n = 2, 3,$$

где «+» соответствует внутренней («-» — внешней Н. з., Φ_{xy} — угол между вектором $x - y$ и нормалью к S в точке y , dS_y — элемент поверхности в точке y).

Н. з. часто встречается в электро- и магнитостатике, стационарных задачах гидродинамики, теплопроводности и т. д. Условие её разрешимости имеет физ. смысл закона сохранения: суммарный поток (напряжённости электрич. или магн. поля, весимаяемой жидкости, тепла и т. д.) через замкнутую поверхность S равна суммарной величине источников (заряда и т. п.).

Лит.: В а д и м и р о в В. С., Уравнения математической физики, изд. М., 1988; М и р а н д а К., Уравнения с частными производными эллиптического типа, пер. с итал., М., 1957; Т и х о н о в А. Н., С а м а р с к и й А. А., Уравнения математической физики, 5 изд., М., 1977. В. П. Павлов.

НЕЙМАНА ПРИНЦИП — постулат, устанавливающий связь симметрии макроскопич. физ. свойств кристалла с симметрией его внеш. формы. Согласно Н. п., группа симметрии любого физ. свойства $G_{св}$ должна включать в себя все элементы точечной группы симметрии кристалла K , т. е. $K \subseteq G_{св}$. Т. о., физ. свойство может обладать более высокой симметрией, чем точечная группа кристалла. Н. п. утверждает лишь возможность существования у кристалла свойств, удовлетворяющих указанному условию, но не требует их обязательн. наличия, т. е. Н. п. является необходимым, но недостаточным условием существования у кристалла конкретных физ. свойств. Сформулирован Ф. Э. Нейманом (Ф. Э. Neumann).

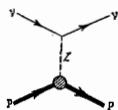
Наряду с Н. п. в кристаллофизике существует ещё один симметричный постулат — *Кюри принцип*. В отличие от Н. п., связывающего симметрии свойств и симметрию кристалла, не испытывающего внеш. воздействий, принцип Кюри позволяет определить симметрию кристалла под внеш. воздействием.

Лит.: Н а й Д ж., Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц, 2 изд., М., 1987; Современная кристаллография, т. 4 — Физические свойства кристаллов, М., 1981. Л. А. Пукалов.

НЕЙМАНА — ЗЕЕЛЕНГА ПАРАДОКС — то же, что *гравиационный парадокс*.

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ТОК (нейтральный слабый ток) — теория *электрослабого взаимодействия* — фундам. операциональный, описывающий взаимодействие кварков и лептонов с полем нейтрального промежуточного векторного бозона (Z -бозона) и обуславливающий переходы, в к-рых не изменяется электрич. заряд конечных и на-

чальных кварков и лептонов. Н. т. $j_\mu(x)$ (x — пространственно-временная точка, $\mu = 0, 1, 2, 3$) представляет собой сумму лептонного $j_\mu^L(x)$ и адронного (кваркового) $j_\mu^A(x)$ токов: $j_\mu(x) = j_\mu^L(x) + j_\mu^A(x)$, каждый из k -рых является смесью векторного и аксиального токов. Поэтому взаимодействия с участием Н. т. не сохраняют пространств. чётность. Примером процесса, обусловленного как лептонным, так и адронным Н. т., является упругое рассеяние нейтрино на протоне $\nu + p \rightarrow \nu + p$ (рис.).



Взаимодействие Н. т. с полем $Z_\mu(x)$ нейтрального Z -бозона описывается плотностью лагранжиана

$$\mathcal{L} = g_Z^j(x) Z_\mu(x),$$

где g_Z^j — безразмерная константа взаимодействия (в единицах $\hbar = c = 1$), связанная с фундам. электрич. зарядом e и Вайнберга углом θ_w соотношением:

$$e = g \sin \theta_w \cos \theta_w.$$

В области передаваемых импульсов, много меньших массы Z -бозона m_Z , взаимодействие Н. т. сводится к эфф. четырёхфермионному взаимодействию, описываемому плотностью гамильтониана вида:

$$H = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} \rho j_\mu^+(x) j_\mu^-(x), \quad (1)$$

где G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия, $\rho = m_W^2 / (m_Z^2 \cos^2 \theta_w)$ — параметр, характеризующий отношение интенсивности взаимодействия Н. т. и заряженных токов (m_W — масса зарядк. промежуточного бозона W ; знак + означает зримо-токовое сопряжение). Численное значение ρ зависит от детальной структуры спонтанного нарушения симметрии электрослабого взаимодействия за счёт Хиггса механизма. В электрослабой теории с одним дублетом Хиггса полей (или с нек. дублетами) предсказывается значение $\rho = 1$ (с точностью до радиационных поправок). На опыте значение ρ также близко к единице: $\rho = 0,99 \pm 0,02$. Согласно теории электрослабого взаимодействия, Н. т. каждого из лептонов и кварков полностью определяется электрич. зарядом и значением проекции слабого изоспина I_3 данной частицы:

$$j_\mu^\pm(x) = j_\mu^\pm(x) - \sin^2 \theta_w j_\mu^{\text{EM}}(x), \quad (2)$$

где $j_\mu^{\text{EM}}(x)$ — электромагнитный ток, а $j_\mu^\pm(x)$ — ток третьей компоненты слабого изоспина. Напр., Н. т. нейтрино составляет $1/2\sqrt{3}(x) \gamma_0(1 + \gamma_5) \nu(x)$ (т. к. j_μ^{EM} для нейтрино равен нулю, а проекция слабого изоспина нейтрино равна $1/2$), а для электрона Н. т. имеет вид:

$$\vec{e}(x) (-1/2 \gamma_0(1 + \gamma_5) + \sin^2 \theta_w \gamma_0) e(x)$$

[здесь $\nu(x)$, $e(x)$ — операторы нейтриноного и электронного полей, черта над символами полей обозначает дураковское сопряжение, γ_0 , γ_5 — Дирака матрицы].

Взаимодействие Н. т. вида (1), предсказанное теорией [Ш. Глэшоу (Sh. Glashow), 1961; С. Вайнберг (S. Weinberg), 1967; А. Салам (A. Salam), 1968], было открыто в опытах по рассеянию мюонных нейтрино на вдуках в пузырьковой камере «Гаргамель» (ЦЕРН, Швейцария, 1973). Для зарядк. частиц взаимодействие (1) маскируется более сильным (на много порядков) эл.-магн. взаимодействием. Однако взаимодействие (1) удаётся обнаружить благодаря тому, что в нём не сохраняется пространств. чётность, в отличие от эл.-магн. взаимодействия, в к-ром чётность сохраняется. Эффект несохранения чётности во взаимодействии электронов с нуклонами впервые был открыт в атомной физике по наличию оптич. активности (полютора плоскости поляризации линейно поляризов. света) паров атомарного висмута [Л. М. Барков, М. С. Золотарёв, 1978]. Несколько позднее этот же эффект наблюдался

при высокой энергии по разности сечений рассеяния лево- и правополяризов. электронов на водородо и дейтерии (СЛАК, США, 1978). Эти эксперим. результаты сыграли решающую роль в подтверждении существования взаимодействия вида (1) с Н. т., имеющим структуру (2), и, следовательно, в подтверждении теории электрослабого взаимодействия Глэшоу — Вайнберга — Салама в целом.

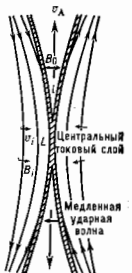
Н. т., определяемый ф-лой (2), диагонален по ароматам лептонов и кварков. Это означает, что в описываемых им процессах не изменяются квантовые числа лептонов и адронов. Существует, однако, понятие недиагональных Н. т. Оно относится к процессам, в к-рых изменяются квантовые числа адронов и лептонов без изменения их электрич. заряда. Примером такого процесса является распад долгоживущего нейтрального K -мезона (K_L) на мюонную пару: $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$, в к-ром странность изменяется на единицу. Такие процессы возникают в высших порядках теории возмущений по электрослабому взаимодействию, и их вероятность весьма мала. Напр., относит. вероятность распада $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ составляет ок. 10^{-8} . Процессы с Н. т., недиагональным по лептонам, на опыте не наблюдались. Наб. сильные эксперим. ограничения имеются для процессов превращения мюона в электрон в кулоновом поле ядра: $\mu^+ + A \rightarrow e^+ + A$ (относит. вероятность менее $4,6 \cdot 10^{-12}$) и для распада $\mu \rightarrow e \nu$ (относит. вероятность $5 \cdot 10^{-11}$). Сильная подавленность на опыте адронного и лептонного недиагонального Н. т. налагает весьма ограничивающие условия на вид взаимодействия и спектр масс лептонов и кварков.

Лит.: Окунь Л. В., Лептоны и кварки, 2-й изд., М., 1980.

М. Э. Волькин

НЕЙТРАЛЬНЫЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ — слой тока высокой плотности, имеющий конечную толщину l и разделяющий две плазменные области с противоположно направленными магн. полями; в центре Н. т. с. магн. поле равно нулю. Понятие Н. т. с. возникает в гидродинамич. моделях пересоединения магн. силовых линий, используемых для объяснения, напр., солнечных вспышек (см. также Магнитная гидродинамика). В общем случае токковый слой разделяет магн. поля не обязательно противоположного направления, но магн. поле обязательно тангенциально по отношению к границе, т. е. токковый слой можно рассматривать как тангенциальный разрыв.

Токковые слои могут возникнуть при резком сжатии плазменной области вблизи нейтральной точки и на границе между двумя топологически разл. магн. конфигурациями при их сближении. В отсутствие магн. потока токковый слой распадается вследствие диффузии со скоростью η/l , где η — коэф. магн. диффузии. В процессе магн. диффузии энергия магн. поля превращается в тепловую за счёт столкновительной или коллективной диссипации. Магн. поле вне токкового слоя вморожено в плазму. Если плазма с магн. полем втекает в слой с боков (рис.) со скоростью $v_i < \eta/l$, то слой расширяется; если $v_i > \eta/l$, то слой становится тоньше. Повышенное плазменное давление в цент-



Пересоединение магнитных силовых линий при их проходе через нейтральный токковый слой.

ре слоя приводит к истечению вещества от концов слоя с альфовеской скоростью α . Вместе с веществом выносятся и магн. поток, поэтому в Н. т. с. происходит пересоединение магн. поля.

Концы токкового слоя разветвляются на две пары ударных волн медленной моды (см. Волны в плазме), к-рые остаются в установившемся потоке стоячими

водинами. Наличие этих волн увеличивает скорость пересоединения. Н. т. с. подвержен действию турбулентности. Изучение Н. т. с. важно, в частности, для объяснения солнечных вспышек и магнитосферных суббурь.

Лит.: Прист Е. Р., Солнечная магнитогидродинамика, пер. с англ., М., 1985; Основы физики плазмы, под ред. А. А. Галева, Р. Судана, т. 1—2, М., 1983—84.

НЕЙТРИННАЯ АСТРОФИЗИКА

Содержание:

Введение	256
Космологические нейтрино	256
Звёздные нейтрино	256
Космические нейтрино высоких энергий	257

Введение

Н. а. изучает физ. процессы в космич. объектах, происходящие с участием нейтрино (Н.). Проблемы регистрации космич. Н. относятся к нейтринной астрофизике.

Н. во Вселенной подразделяют по их источникам генерации и энергетич. диапазону на космологические (реликтовые), звёздные и космич. Н. высоких энергий.

На ранних стадиях горячей Вселенной, в течение прибл. 1 с после начала расширения, Н. находились в тепловом равновесии с веществом. От этой эпохи нам осталась сильно остывший с тех пор газ космологич. Н. Его темп-ра в настоящее время равна 1,9 К, а ср. энергия $5 \cdot 10^{-4}$ эВ.

В обычных звёздах, т. е. Солнца, Н. рождаются в ядерных реакциях, обеспечивающих наблюдаемую светимость. При звёздных коллапсах темп-ра в центре звёзд повышается настолько, что в тепловом равновесии оказываются позитроны, мюоны и пионы, к-рые образуют Н. в реакциях $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и т. д. Энергии этих звёздных Н. находятся в осн. в диапазоне от долей до деск. десятков МэВ. Н. рождаются также космич. лучами. Ускоренные до высоких энергий протоны или др. атомные ядра, сталкиваясь с ядрами атомов газа или с низкоэнергетич. фотонами, производят π - и К-мезоны, в результате распада к-рых возникают космич. Н. высоких энергий. Их энергетич. диапазон, доступный регистрации, — от деск. десятков ГэВ до, возможно, 10^{16} — 10^{18} эВ.

Космологические нейтрино

Через время ~ 1 с после начала расширения Вселенной её темп-ра упала до 10^9 К. Концентрация частиц в космич. плазме уменьшилась, свободный протон Н. увеличился настолько, что они вышли из теплового равновесия с плазмой. Горячий нейтринный газ, содержащий все три типа Н. (и антинейтрино), «отвалился» от вещества и, расширившись вместе со Вселенной, стал оставать как независимый, не взаимодействующий с веществом, компонент. Из связи с измеренной темп-рой фотонного газа (2,7 К) следует, что темп-ра нейтринного газа в настоящее время составляет 1,9 К (см. *Горячий Вселенной теория*). Это означает, что в ср. в 1 см^3 космич. пространства содержится ≈ 330 Н. всех типов (включая антинейтрино) со ср. энергией каждой частицы $\approx 5 \cdot 10^{-4}$ эВ. Пока нет практически осуществимого метода регистрации этих реликтовых Н. Тем не менее несомненное существование газа реликтовых Н. (косвенно оно подтверждается измерениями реликтовых фотонов аналогичного происхождения) позволяет получить ряд выводов об их роли в эволюции Вселенной.

Число типов Н. (электроны, мюонные, тау и, возможно, др.) влияет на синтез лёгких элементов (дейтерий, гелий, литий) в горячей Вселенной, поскольку от числа типов Н. зависит скорость расширения Вселенной на стадии нуклеосинтеза. Сопоставление указанных выше процессов с наблюдениями позволяет получить ограничения на свойства Н. Из наблюдаемого обилия космич. дейтерия следует, что число воз-

можных типов Н. не может превышать 4. При известной концентрации n , реликтовых Н. их масса должна быть такова, чтобы плотность нейтринного газа $m_n n$ не приводила к возрасту Вселенной, меньшему, чем возраст наблюдаемых объектов, напр. Солнца или Галактики. Это даёт ограничение сверху на сумму масс всех типов Н.: $\sum m_n v_i < 40 \text{ эВ}$.

Звёздные нейтрино

Солнечные нейтрино. Наблюдаемая светимость Солнца обеспечивается ядерной энергией, выделяющейся в *водородном цикле*. В реакциях $p + p \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu_e$, ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ и ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ этого цикла испускаются Н., называемые соответственно ν_e - и $\bar{\nu}_e$ -нейтрино, бериллиевые Н. и борные Н. Помимо них имеются ещё т. н. ν_e - и $\bar{\nu}_e$ -нейтрино, образующиеся при слиянии двух протонов и электрона: $p + e + p \rightarrow {}^2\text{D} + \nu_e$. Если Солнце — стандартный источник, то предсказываемое полное число Н., испускаемое в 1 с, не зависит от модели Солнца. Действительно, при превращении четырёх протонов в ядро гелия (в этом и состоит водородный цикл) $4p \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$ освобождается $Q = 26,7$ МэВ ядерной энергии, к-рая в конце концов высвобождается как тепловая энергия с поверхности Солнца. Т. о., высвечение порции энергии Q сопровождается испусканием двух Н. Кол-во Н. (N_n), излучаемых в 1 с, полностью определяется светимостью Солнца $L_\odot = 3,8 \times 10^{33}$ эрг/с:

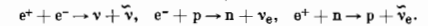
$$N_n = 2L_\odot/Q = 1,8 \cdot 10^{18} \text{ нейтрино/с.}$$

Однако энергетич. спектр излучаемых Н., и особенно высокоэнергетич. часть спектра, самым существенным образом зависит от таких деталей солнечных моделей, как темп-ра в центре Солнца и концентрация гелия, т. к. от этих параметров зависит конкуренция между разл. ответвлениями реакций водородного цикла. Энергии ν_e -нейтрино, борных Н. и ν_e -нейтрино сильно отличаются друг от друга. Макс. энергия ν_e -нейтрино равна 0,420 МэВ, ν_e -нейтрино и бериллиевые Н. имеют точно фиксированные энергии 1,44 мэВ и 0,861 МэВ соответственно. Наиб. энергии имеют борные Н.: их спектр простирается от нулевых энергий до 14,06 МэВ. Вычисление нейтринного потока для стандартной модели Солнца, выполненные Дж. Бакаллом (J. Bahcall, США), дают величину $7,9 \pm 2,6$ SNU (SNU — Солнечная нейтринная единица, соответствует 10^{26} захватов Н. в секунду на атом Cl), в то время как измеренный на установке Р. Дейвиса (R. Davis, США) ср. поток Н. (1970—1988) с энергией выше 0,814 МэВ составляет $2,3 \pm 0,25$ SNU. Расхождение предсказываемого и измеренного значений может объясняться двумя общими причинами: А) более сложными физ. процессами в Солнце, не отражёнными в принятых моделях Солнца; эти процессы могут уменьшать поток Н. в измеряемой в опыте Дейвиса высокоэнергетич. части спектра (акстремальная возможность, при к-рой происходит уменьшение полного потока Н., — это наличие другого источника энергии в Солнце, напр. маленькой чёрной дыры или тяжёлых реликтовых частиц, при аннигиляции к-рых выделяется необходимая энергия); Б) свойством Н. (напр., осцилляциями Н. (представление о них впервые введено Б. М. Понтекорво в 1957), распадом Н. на пути от Солнца до Земли, аномальным взаимодействием Н., приводящим к нерезервативной связи относительно импульса, и др.). Наиб. правдоподобная модификация стандартной модели Солнца может быть обусловлена наличием тяжёлых слабо взаимодействующих реликтовых частиц (космионов, или нимпов) в солнечном ядре, к-рые обеспечивают его дополнил. охлаждение. Другие возможности связаны с солнечными колебаниями и (или) периодич. перемешиванием вещества в центральных областях Солнца. Эти явления приводят к периодич. уменьшению темп-ры в центре Солнца и связанному с

шим уменьшению потока борных Н. В случае Б наиб. ест. возможность представляются нейтринные осцилляции, существование к-рых предсказывается теорией Н. с конечной массой покоя. Из-за сохранения лептонного числа в ядерных реакциях Солнце генерирует электронные Н., ν_e , к-рые являются смесью состояний с двумя разл. массами. При одинаковой энергии скорости распространения этих состояний различны, благодаря чему на нек-ром расстоянии от Солнца состав их смеси изменяется, а это означает появление примеси состояния другого Н. (напр., мюонного), к-рое не может вызвать превращения $^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ в детекторе Дейвиса. Осцилляции солнечных Н. могут быть наблюдаемы, если разность квадратов масс двух нейтринных состояний $m^2 - m'^2 \approx 10^{-10} \text{ эВ}^2$. Осцилляции Н. могут быть вызваны также их взаимодействием с веществом. В этом случае дефицит борных Н. можно объяснить т. н. резонансным усилением перехода электронных Н. в Н. др. типа в узком слое солнечного вещества с определенной плотностью.

Др. возможностью объяснения опыта Дейвиса является изменение спиральности Н. вследствие взаимодействия его магн. момента с магн. полем.

Нейтрино от коллапсирующих звёзд. Если масса звёздного ядра превышает 1,2–1,4 M_\odot , то оно может превратиться в нейтринную звезду или чёрную дыру. На конечной стадии эволюции таких звёздных ядер их плотность возрастает до $10^{10} - 10^{16} \text{ г/см}^3$, а темп-ра — до $10^{10} - 10^{12} \text{ К}$. Осн. механизм потери энергии в этих условиях становится испускание Н., образующихся в реакциях



В качестве характерного примера приведём результаты расчёта потока Н., возникающего при коллапсе железно-никелевого ядра звезды с массой 2 M_\odot . Суммарная энергия, уносимая Н., равна $5 \cdot 10^{53}$ эрг, т. е. ок. 15% всей массы звезды, выраженной в энергетич. единицах. Ср. энергия отд. Н. составляет 10–12 МэВ, а энергетич. спектр близок к тепловому с более крутым падением при высоких энергиях. Длительное нейтринное излучение 10–20 с. Впускаемом нейтринном потоке присутствуют в равных концентрациях все типы Н. и антинейтрино. Это объясняется тем, что звёздное ядро влёт до очень больших расстояний от центра непрозрачно для Н. из-за процессов упругого рассеяния на электронах и ядрах. В результате все типы Н. оказываются в тепловом равновесии с веществом влёт до нек-рой поверхности (нейтриносфера), с к-рой испускание нейтрино происходит приоб. как с чернотельной поверхности. Если в нашей Галактике произойдёт коллапс звезды, её нейтринное излучение может быть зарегистрировано уже существующими телескопами.

При вспышке сверхновой SN 1987А сообщалось о регистрации Н. подземными детекторами КАМИОКАНДЕ (Япония), ИМБ (США), Ваксанским (СССР), а также о редком событии (5 импульсов в течение 7 с) в детекторе ИДС (СССР — Италия). Несмотря на нек-рые неясности, эти события интерпретируют как регистрацию Н. от коллапса, предшествующего взрыву сверхновой. Данные детектора КАМИОКАНДЕ с наиб. числом зарегистриров. Н. (11 за 13 с) удовлетворительно согласуются с имеющимися расчётами коллапса. Наблюдения сверхновой SN 1987А позволили получить более сильные (чем прежде) ограничения на свойства Н., в т. ч. на массу, магн. момент и сечение $\nu\nu$ -рассеяния.

Космические нейтрино высоких энергий

Методы детектирования (регистрации) космич. Н. относятся к нейтринной астрономии. Задача нейтринной астрономии высоких энергий сводится исключительно к поиску точечных космич. источников Н.; только при сверхвысоких энергиях ($E \approx 10^9$ ГэВ) ставится задача измерения диффузного потока Н.

Нейтринное излучение высокой энергии (30–1000 ГэВ) генерируется в космич. объектах в результате столкновений ускоренных частиц (космич. луч) с атомными ядрами (pp-нейтрино) или с низкоэнергетич. фотонами ($\nu\gamma$ - и νn и νp) в цепочке распадов заряд. пионов. При степенном спектре ускоренных протонов число Н., генерированных в pp-взаимодействии, возрастает с уменьшением энергии, однако осн. вклад в сигнал от источника при детектировании дают Н. с энергией выше 30 ГэВ. Т. о., pp-нейтрино с энергией 30–1000 ГэВ определяют диапазон нейтринной астрономии высоких энергий.

В отличие от pp-нейтрино, рождение $\nu\gamma$ -нейтрино происходит дорожным образом: в «фотонном газе» со ср. энергией фотонов e большая часть Н. рождается с энергией, превышающей $E_0 \approx 4 \cdot 10^{-2} m_e \cdot c^2 m_p^2 / e \approx 6 \cdot 10^9$ ГэВ, где m_e и m_p — массы пиона и протона, а e выражено в эВ. Почти для всех известных источников толща окружающего газа невелика (меньше 1 г/см²), в то время как «фотонный газ» для ряда источников (напр., ядер активных галактик) имеет столь большую плотность, что источник оказывается непрозрачным для протонов высокой энергии. Это приводит к высокой эффективности генерации $\nu\gamma$ -нейтрино. Для многих источников генерация $\nu\gamma$ -нейтрино имеет пороговую энергию $\approx 5 \cdot 10^6$ ГэВ. Регистрация Н. с $E_0 \approx 5 \cdot 10^6$ ГэВ относится к нейтринной астрономии сверхвысоких энергий. Потери в интенсивности потока Н. сверхвысоких энергий вследствие падающего спектра протонов компенсируется повышенной эффективностью генерации $\nu\gamma$ -нейтрино благодаря явчт. возрастанию сечения взаимодействия Н. в детекторе (вследствие резонансного характера реакции $\bar{\nu}_e + e \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны, имеющего максимум в сечении при энергии $\approx 6,4 \cdot 10^6$ ГэВ) и возможностью использования больших объёмов воды при детектировании Н. акустич. методом.

Нейтринная астрономия высоких и сверхвысоких энергий имеет ряд уникальных возможностей по сравнению с гамма-астрономией; в частности, она позволяет исследовать плотные объекты и отдалённые космологич. эпохи, недоступные средствам гамма-астрономии. Нейтринная астрономия высоких энергий может использовать лишь оптич. методы регистрации (при к-рых макс. объём детектора ограничен, но-видимому, величиной 10^9 м^3). С детекторами такого объёма возможна регистрация галактич. источников и лишь единичных событий от внегалактич. источников. К наиб. интересным галактич. источникам Н. относятся двойные звёздные системы, молодые (до 1 года) оболочки сверхновых и «скрытые источники» — пульсары или чёрные дыры, окружённые большой толщей вещества.

Одним из галактических источников, от к-рых ожидается регистрируемый поток Н. высоких энергий, является тесная двойная система Лебедь X-3 (см. Гамма-астрономия). От этого источника зарегистрировано перемещение гамма-излучение высокой ($\sim 10^9$ ГэВ) и сверхвысокой ($\sim 10^4 - 10^5$ ГэВ) энергии, с периодом 4,8 ч. Предполагается, что гамма-излучение генерируется в результате взаимодействия ускоренных протонов с макс. энергией до $10^9 - 10^8$ ГэВ с атомными ядрами газа, окружающего массивную звезду двойной системы. Этот процесс сопровождается генерацией Н. высоких энергий. Мин. нейтринный поток, совместимый в рамках описываемой модели с наблюдаемым потоком гамма-излучения, должен быть зарегистрирован проектируемым установками «Байкал» (СССР) и ДЮМАНТ (США).

Др. типом «перспективных» нейтринных источников являются молодые оболочки сверхновых. В результате взрыва сверхновой происходит сброс оболочки звезды и в ряде случаев образование пульсара в центре. Молодые плотные оболочки сверхновых могут содержать частицы высоких энергий, ускоренные в разл. процессах (в частности, в магнитосфере пульсара). В оболочке с массой $M \sim 1 M_\odot$ и скоростью расширения $\sim 10^8$ см/с ускоренные протоны в течение ~ 5 мес

теряют энергию гл. обр. на образование пионов в ядерных столкновениях, т. следовательно, в течение этого времени оболочка является активным нейтринным излучателем. При мощности генерации космич. лучей в оболочке $\sim 10^{43}$ эрг/с она за 5 мес получает $2 \cdot 10^{48}$ мюонных N -с энергией выше 100 ГэВ.

В качестве примера «скрытого источника», K -рый должен проявляться в основном в нейтринном излучении, рассматривается модель массивной звезды-сверхгиганта с массой $10 M_{\odot}$ и радиусом $7 \cdot 10^{13}$ см. В центр. области звезды находится двойная система — пульсар и ядро массивной звезды, подобное на белый карлик. Если светимость пульсара составляет $3 \cdot 10^{38}$ эрг/с, то давление излучения создаёт вокруг пульсара разреженную полость, где могут ускоряться протоны. Проникая в оболочку, они рождают там в цепочке распада пионов фотоны, электроны и N ., из K -рых только последние могут пройти сквозь толстый слой вещества ($\sim 10^5$ г/см 2) наружу. Наблюдаемый во всех диапазонах эль.-магн. излучения, включая рентг. и гамма-диапазоны, источник будет выглядеть как обычная звезда-сверхгигант со светимостью $\sim 10^{39}$ эрг/с и темп-рой 2500 К, а лишь регистрация N . высоких энергий может раскрыть его подлинную природу.

Из внегалактич. источников N . следует отметить активные ядра галактик и молодые галактики в фазе их повышенной светимости (яркая фаза). В последнем случае источником N . становится эль. метagalactic. пространство, заполненное реликтовыми фотонами. Протоны, сталкиваясь с ними, рождают заряд. пионы, при распаде K -рых образуются N . Большие потоки N . возникают в том случае, если яркая фаза имела место при больших красных смещениях $z > 10-20$. Энергия реликтовых фотонов в эту эпоху была в $(1+z)$ раз больше, чем теперь, благодаря чему в образовании пионов (и следовательно N .) принимали участие протоны меньших, чем теперь, энергий. Спектр N . несёт информацию о красном смещении эпохи яркой фазы: он имеет максимум при энергии, определяемой только величиной z : $\mathcal{E}_{\text{макс}} = 6 \cdot 10^9 [20(1+z)]^2$ ГэВ. Большие потоки N . могли возникнуть и на догалактич. стадиях.

Лит.: Герштейн С. С., Зельдович Я. Б., Масса лояной мюонной нейтринной и космология, «Письма в ЖЭТФ», 1966, т. 4, с. 174; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967; Вережиский В. С., Зацепин Г. Т., Возможности экспериментов с космическими нейтрино осель высоких энергий: проект ДЮМАНД, «УФН», 1977, т. 122, с. 3; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, 3 изд., М., 1990; Астрофизика космических лучей, М., 1984; Имшененик В. С., Надёжин И. К., Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом облаке: наблюдения и теория, «УФН», 1988, т. 156, с. 561.

В. С. Вережиский.

НЕЙТРИНО

Содержание:

Введение	258
История открытия N .	258
Основные свойства N .	259
Взаимодействия N .	262
Смешивание и массы N .	265

Введение

N . (символ ν) — лёгкая (возможно, безмассовая) электрически нейтральная не обладающая цветом частица со спином $1/2$. N . участвует в слабом и гравитацион. взаимодействиях, принадлежит к классу лептонов, а по статистич. свойствам является фермионом. Наблюдались N . трёх типов: электронные (ν_e), мюонные (ν_{μ}) и τ -нейтрино (ν_{τ}) в соответствии с валентным трёх типов заряд. лептонов. N . каждого типа имеют античастицу — антинейтрино ($\bar{\nu}$). Неустойчивы N . пока не обвращена. Отличит. свойствами N . являются исключительно большая проникающая способность при низких энергиях и быстрый рост сечений взаимодействий с увеличением энергии.

N . — столь же часто встречающиеся объекты, как и фотоны. Они испускаются при превращениях атомных ядер и в распадах частиц (μ , L , K и т. д.); процессы,

приводящие к образованию N ., происходят в недрах Земли, её атмосфере, внутри Солнца и др. звёзд; при этом N . (за редким исключением) беспрепятственно выходят из источников своего возникновения. Предсказываются генерации мощных нейтринных всплесков при гравитационных коллапсах звёздных ядер. Согласно модели горячей Вселенной, космич. пространство заполнено реликтовыми N . с энергией $\sim 10^{-4}$ эВ и плотностью 300 в/см 3 . Потоки высокоэнергичных N ., вплоть до $\mathcal{E} \sim 10^{21}$ эВ, генерируются во взаимодействиях космических лучей с межзвёздной средой. В лаб. условиях пучки N . создаются с помощью радиоактивных источников, ядерных реакторов, на ускорителях протонов высокой энергии ($\gg 1$ ГэВ) и мюонных фабриках.

С уникальной проникающей способностью N . связано развитие таких направлений, как нейтринная астрофизика и нейтринная геофизика. При увеличении плотности вещества и пространства масштабы явлений роль N . возрастает. Наблюдаемые потоки N . несут информацию о процессах, происходящих в центре Солнца и межзвёздном пространстве, о ранней Вселенной и конечных стадиях эволюции звёзд (см. *Нейтринная астрофизика*). Предполагается использовать пучки N . для исследования строения Земли, поиска полезных ископаемых и т. д.

Изучение таких процессов с участием N ., как β -, μ -, W -распады, ν -рассеяние на нуклонах и электронах, сыграло решающую роль в построении и проверке теории электрослабого взаимодействия. N . из труднодоступного объекта превратилось в инструмент исследования структуры др. частиц.

История открытия N .

Гипотеза Паули. Теория Ферми. Представление о N . было введено в 1930 В. Паули (W. Pauli) с целью разрешить парадокс β -распада [1]. Первый из них касался «несохранения энергии». При переходе между двумя стационарными состояниями ядер вылетали электроны с произвольными энергиями вплоть до нек-рой граничной; их спектр, впервые измеренный в 1914 Дж. Чедвиком (J. Chadwick) в распаде $^{210}\text{Bi}(\text{RaE}) \rightarrow ^{210}\text{Po} + e$, оказался непрерывным. Ни потеря энергии при вылете электронов из атомов, ни эль.-магн. излучения, сопутствующего электронам, не было обнаружено [калориметрич. эксперимент Ч. Эллиса (Ch. Ellis) и У. А. Вустера (W. A. Wooster)]. Второй парадокс состоял в нарушении Паули теоремы о связи спина со статистикой: у начального и конечного ядра в β -распаде статистика одинакова (т. к. одинаковые ат. номера A), и, следовательно, электрон должен был бы подчиняться Бозе — Эйнштейна статистике. В действительности же он подчиняется Ферми — Дирака статистике, т. к. его спин равен $1/2$.

В письме участникам семинара в Тьубингене (Германия) Паули высказал гипотезу о существовании новой электрически нейтральной сильно проникающей частицы («нейтрона») со спином $1/2$. В β -распаде с каждым электроном испускается такой «нейтрон», причём сумма энергий электрона и «нейтрона» постоянна. Т. о. оба парадокса были разрешены. Остался вопрос: как удерживается N . в ядре? Его решение было связано с открытием в 1932 «стающегося» нейтрона и построением в 1934 Э. Ферми (E. Fermi) теории β -распада [при этом Ферми предложил называть частицу Паули уменьшительно от «нейтрон» — «нейтрино» (итал.)]. Подобно тому, как возбуждённый атом испускает фотон, в β -распаде один из нейтронов ядра испускает пару — электрон и N . (точнее, антинейтрино), и превращается в протон:



(для β^+ -распада соответственно: $p \rightarrow n + e^{+} + \nu_e$). В исходном ядре N . нет. Согласно теории Фер-

ки, взаимодействие всех 4 частиц, происходит в одной точке пространства одновременно. Эта теория объясняла осн. черты β -распада [форму спектра, связь граничной энергии (Q) со временем распада] и, т. о., являлась первым подтверждением гипотезы о Н. Были предсказаны новые процессы с участием Н.: обратный β -распад

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (2)$$

и электронный захват:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \quad (3)$$

Первые эксперименты по обнаружению Н. Несмотря на успех теории Ферми, требовались качественно новые подтверждения реальности Н. как частицы. Кроме энергии Н. должно усвоить импульс. Первые эксперименты, проведённые в 1936 А. И. Лейпукусим, дали лишь слабые указания на неколлинеарность импульсов электрона и конечного ядра в β -распаде. В 1938 А. И. Алиханов и А. И. Алиханян предложили исследовать отдачу ядра ${}^7\text{Li}$ в реакции К-захвата: ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$, в к-рой импульс ${}^7\text{Li}$ должен быть равен по величине и противоположен по направлению импульсу ν_e . Эксперимент был осуществлён Дж. Алленом (J. Allen) в 1942, и его результаты оказались в согласии с предсказаниями [2].

Решающим доказательством того, что Н. — физ. частица, является обнаружение её взаимодействий на нек-ром расстоянии от точки рождения. Эксперименты по поиску ионизации воздуха под действием Н. не привели к положительным результатам [Чедвик и др., 1933, М. Намиас (M. E. Nahmias), 1934]. Лишь через 23 года после формулировки гипотезы Паули успех был достигнут на пути регистрации обратного β -распада (2). Ещё в 1934 Х. Бете (H. A. Bethe) и П. Пайерлс (R. Peierls), используя теорию Ферми, оценили вероятность этого процесса, к-рая оказалась исключительно малой. Она соответствует тому, что Н. с энергией 3—10 МэВ должно пройти в среднем расстояние в 100 световых лет в веществе с плотностью воды, прежде чем испытает взаимодействие. Регистрация столь редких событий стала возможной лишь после создания ядерных реакторов, являющихся мощными источниками антинейтрино, и больших водородсодержащих сцинтиллят. детекторов. Эксперимент был осуществлён Ф. Райнсом (F. Reines) и К. Коузном (C. L. Cowan) в 1953—56 [3] (рис. 1). Реакция (2) происходила под действием $\bar{\nu}_e$ от реактора

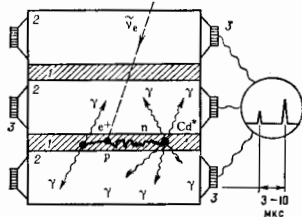


Рис. 1. Схема установки Райнса — Коузона (1956—57): 1 — мишени; 2 — сцинтилляционные детекторы; 3 — ФЭУ.

на протонах, содержащихся в воде, в к-рой была растворена соль CdCl_2 . Регистрировались оба продукта реакции — e^+ и p . Позитрон практически мгновенно тормозился и аннигилировал с электроном среды, давая первую сцинтиллят. вспышку. Нейтрон, рассеиваясь на водороде, замедлялся в течение 5—10 мкс и затем захватывался ядром кадмия; образовавшееся возбуждённое ядро Cd^* испускало γ -кванты с энергиями 3—40 МэВ, к-рые, попадая в детекторы, давали вторую

сцинтиллят. вспышку. Характерная цепочка событий — две вспышки с интервалом 5—40 мкс позволяла с помощью техники запаздывающих совпадений достаточно надёжно выделить сигнал из фона. Измеренное сечение реакции (2) находилось в согласии с предсказанием.

Мюонные Н. Представление о мюонных Н., отличающихся от электронных Н., испускаемых при β -распаде, возникло в связи с изучением распадов мюона, μ - и К-мезонов. Было установлено, что распады этих частиц сопровождаются вылетом Н.:

$$\mu^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) + e^+, \quad (4)$$

$$\pi^+ \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \mu^+, \quad (5)$$

$$K^+ \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \mu^+. \quad (6)$$

На негодность ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, т. е. частиц, к-рые рождаются вместе с мюонами и элентронами, указывало отсутствие каналов распада $\mu \rightarrow e, \mu \rightarrow e^+e^-$ и др. Идею о двух типах Н. сформулировали в 1957 М. А. Марков, Ю. Швингер (J. Schwinger), К. Нishijима (K. Nishijima) и др. [4], а её проверка [предложенная Б. М. Понтекорво и независимо от него М. Шварцем (M. Schwartz)] была осуществлена в экспериментах на ускорителях в Брукхейвене, США (1962, Л. М. Ледерман (L. M. Lederman), М. Шварц, Дж. Стейнбергер (J. Steinberger)) и в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН), Швейцария (1964). Было показано, что во взаимодействиях Н. от распадов (5) и (6) с ядрами мишени рождаются мюоны: $\nu_\mu + p \rightarrow p + \mu^+$ и не происходит генерации электронов. Так были открыты мюонные Н.

τ -нейтрино. В 1975 в Станфорде (США) на встречных e^+e^- -лучках груной физиков во главе с М. Л. Перлом (M. L. Perl) в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ был открыт новый, тяжёлый лептон с массой ок. 1,8 ГэВ — τ -лептон (см. *Тау-лептон*) [6]. Анализ энергетич. спектров электронов и мюонов, образующихся при распаде τ -лептона, показал, что кроме e^- или μ^- рождаются ещё два Н.:

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+(e^+) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \bar{\nu}_e, \quad (7)$$

$$\tau^- \rightarrow e^-(\mu^-) + \bar{\nu}_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu. \quad (8)$$

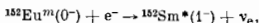
Одно из них соответствует мюону или электрону, другое — τ -лепту. Отличие ν_τ от ν_e и ν_μ подтверждается существованием сильных запретов на моды распада $\tau \rightarrow \mu\nu, \tau \rightarrow e\nu, \tau \rightarrow e^+e^-\nu$, равенством вероятностей распадов $\tau \rightarrow \mu\nu$ и $\tau \rightarrow e\nu$, а также отрицат. результатами поиска τ -лептонов во взаимодействиях пучков ν_μ и ν_e с веществом.

Основные свойства Н.

Спин и спиральность Н. Величина спина Н. устанавливается с помощью закона сохранения угл. момента по известным спином частиц, участвующих в реакциях вместе с Н. При этом используются дополнит. соображения: правила отбора для разрешённых ядерных переходов, форма спектров заряд. частиц в распадах, точность взаимодействий.

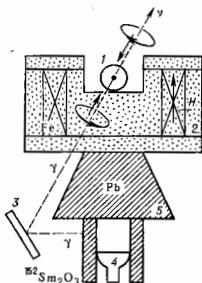
Во всех проведённых экспериментах Н. проявлял себя как частицы с определённой спиральностью λ : Н. — как левополяризованые ($\lambda = -1/2$), антинейтрино — как правополяризованые ($\lambda = +1/2$). (В статье использована система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$.) Этот факт при ненулевой массе Н. $m_\nu \neq 0$ объясняется ($V-A$)-структурой взаимодействий (см. *Слабые взаимодействия*) и ультрельativистическим характером излучавшихся Н. ($p_\nu \gg m_\nu$). В этом случае применимостояния с противоположной спиральностью, т. е. Н. с $\lambda = +1/2$ или антинейтрино с $\lambda = -1/2$, подавлены фактором $(m_\nu/p_\nu)^2$. Если Н. безмассовые и описываются *Вейля уравнениями*, то строго фиксированная спиральность — не только следствие ($V-A$)-характера взаимодействий, но и свойство самих Н. (см. ниже).

Первый эксперимент по измерению спиральности N был проведён в 1958 в Брукхейвене М. Голдхабером (M. Goldhaber), Л. Гродзинском (L. Grodzins) и Э. У. Суьларом (A. W. Sulyard) (рис. 2). Он состоял в изучении K -захвата метастабильным ядром европия-152:

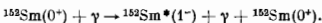


с образованием возбуждённого ядра Sm^* . Последнее испускает γ -квант при переходе $^{152}\text{Sm}^*(1^-) \rightarrow ^{152}\text{Sm}(0^+)$ (в скобках указаны спин и чётность ядер).

Рис. 2. Схема эксперимента М. Голдхабера, Л. Гродзинса, Э. У. Суьлара: 1 — радиоактивный препарат ^{152}Eu ; 2 — магнитный анализатор (намагниченное железо) для определения поляризации γ -кванта (рассеяние γ зависит от относительной поляризации ν и Fe); 3 — мишень, содержащая ^{152}Sm (резонансное рассеяние происходит в том случае, если ν и γ испускаются в противоположных направлениях); 4 — детектор; 5 — свинцовый зашит.



Отбразился события, в K -рых спиральность ν_e и поляризация γ -кванта (λ_γ) были однозначно связаны. Для этого использовали резонансное рассеяние γ на ядрах самария:



Измерения поляризации γ -квантов проводили с помощью их рассеяния на магнитик. железе. По измеренной λ_γ была найдена спиральность N . λ_γ . Результат эксперимента: $\lambda_\gamma \approx -1/2$ в своё время являлся решающим аргументом в пользу векторного, ($V-A$), а не тензорного варианта теории.

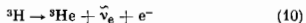
Определение спиральности мюонного N . Основано на измерении спиральности мюона в распаде (5): $\lambda(\nu_\mu) = \lambda(\mu^-)$. Результаты с высокой точностью подтверждают значение $\lambda_\mu = -1/2$: $1 \geq 2 |\lambda_\mu| \geq 0,9966$.

Массы N каждого типа много меньше масс соответствующих заряд. лептонов (l):

$$m(\nu_i) \ll m(l), \quad (9)$$

$l = e, \mu, \tau$. При этом не исключено, что все N или часть из них — безмассовы. Пока эксперим. поиски дают определять лишь верхние ограничения на m_ν . Неравенство (9) означает выделенность N по массам: N значительно легче всех остальных частиц, принадлежащих данному поколению фермионов [массы кварков и заряд. лептонов в одном поколении близки или имеют расхождение, много меньшее, чем в (9)].

Прямые измерения масс состоят в исследовании кинематики процессов с участием N . Наличие у N ненулевой массы изменяет фазовые объёмы реакций, модифицирует форму энергетич. спектров частиц, рождающихся вместе с N , в частности сдвигает их граничные точки Q и уменьшает импульсы сопутствующих N частиц. Э л е к т р о н и н е N . Наиболее чувствит. методом является измерение энергетич. спектра электронов [т. н. кривой Кёри, $K(\epsilon_e)$] для β -распада трития:



(рис. 3). Массивность N должна проявиться в уменьшении числа распадов с энергиями электронов ϵ_e , лежащими вблизи граничной точки, $\epsilon_e \approx Q = 18,6$ кэВ. В 1980 группой сов. физиков (В. А. Любимов и др.)

Инт-та теоретич. и эксперим. физики (ИТЭФ, Москва) были получены указания на то, что $m_\nu \neq 0$. В эксперименте использовались молекулы органич. соединений — атомы, в K -ром часть атомов водорода была заменена атомами трития; энергии электронов измерялись с помощью магн. спектрометра (рис. 4). Данные (экспе-

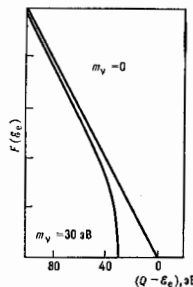


Рис. 3. График Кёри вблизи граничной точки без учёта фона и ноченной разрешающей способности детектора.

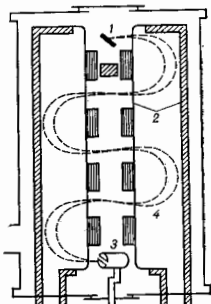


Рис. 4. Установка ИТЭФ для измерения массы нейтрино: 1 — источник; 2 — витки магнитного спектрометра; 3 — ФЭУ; 4 — траектория электронов.

рим. кривая Кёри) подгонялись двумя параметрами: массой m_ν и граничной точкой спектра Q . Наилучшая подгонка соответствовала $m_\nu = 26(2)$ эВ. Неопределённость результата ИТЭФ, связанная с учётом сложного молекулярного спектра в конечном состоянии (для описания K -рого используются модельные представления), а также с потерями энергии вылетающих электронов, дают m_ν в диапазоне (17—40) эВ. В 1985—90 были опубликованы результаты новых экспериментов с тритием, K -рые не подтвердили вывода группы ИТЭФ. Полученные ограничения: $m_\nu < 15,4$ эВ с уровнем достоверности (у. д.) 95% (Цюрих), $m_\nu < 12,5$ эВ с у. д. 95% (Дюс-Аламос), $m_\nu < 11$ эВ с у. д. 95% (Токио).

В 1967 Г. Т. Зацепин высказал идею ограничения $m(\bar{\nu}_e)$ на наблюдений нейтрино сигнала от гравитац. коллапса звезды. Поскольку массивные N с разными энергиями имеют разные скорости, в процессе распространения от звезды к Земле должно происходить увеличение протяжённости ν -сигнала и «выстривание» N по энергиям: первыми на установку должны приходиться N с наиб. энергиями и т. д. Нейтринный сигнал, зарегистрированный от сверхновой SN 1987А, не обнаружил таких эффектов, что позволило поставить верхний предел $m_\nu < (10-20)$ эВ.

М у о и н е N . Наиб. строгие ограничения на массу $m(\nu_\mu)$ даёт исследование распада пиона (5). В случае покоящегося л масса ν_μ однозначно связана законами сохранения энергии-импульса с массой пиона и импульсом мюона p_μ . Измерения p_μ с помощью магн. спектрометра на мезонной фабрике SIN (Швейцария) позволили поставить ограничение $m(\nu_\mu) < 0,25$ МэВ с у. д. 90%.

т н е й т р и н о. Лучшие ограничения на массу ν_e получены при исследовании мод распада τ -лептона с подавленным фазовым объёмом: $\tau \rightarrow K\nu_e, 5\pi\nu_e$, бтлв. Массивность ν_e должна проявиться в искажении спектра инвариантных масс адронов, M_{inv} , в частности в сдвиге граничной точки спектра к меньшим M_{inv} . Такие эффекты не обнаружены, поставлен верхний предел $m(\nu_e) < 35$ МэВ (с у. д. 95%).

Существует т. н. космологич. ограничение на сумму масс стабильных Н. всех типов [8]:

$$\sum_i m(\nu_i) = m(\nu_e) + m(\nu_\mu) + m(\nu_\tau) + \dots < 40 \text{ эВ.} \quad (11)$$

Оно следует из нижнего ограничения на возраст Вселенной и наблюдаемой скорости её расширения. Космологич. ограничение значительно сильнее верхних лаб. пределов для $m(\nu_\mu)$ и $m(\nu_\tau)$. Но если Н. нестабильны, ограничение (11) обладается и при достаточном быстрых распадах может исчезнуть.

Предположения о том, что Н. смешиваются и/или являются истинно нейтральными частицами (для к-рых частица и античастица тождественны), открывают доп. возможности измерений их масс [поиск двойного бета-распада, осцилляции Н. (см. ниже) и т. д.]. Получаемые при этом результаты неоднозначны: ограничения на массы зависят от параметров нарушения закона сохранения лептонных чисел (см. ниже).

Уравнения свободного движения Н. Свойства симметрии Н. Существуют три возможности описания свободного движения Н. — нейтральной синглетной частицы с не установленной пока величиной массы. Эти описания соответствуют Н. с отличающимися свойствами, к-рые должны проявляться во взаимодействиях.

Дираковскими и наз. массивные ($m_\nu \neq 0$) Н., свободное движение к-рых описывается Дирака уравнением. Эти Н. имеют 4 независимые компоненты: Н. с проекциями спина $s = +1/2$ и $s = -1/2$ на заданную ось и антинейтрино с $s = +1/2$ и $s = -1/2$. Ур-ния движения и соответствующий лагранжиан обладают C -, P -, CP -, а также глобальной $U(1)$ -симметриями (см. Зарядовое сопряжение, Пространственная инверсия, CP -инвариантность, Унитарная симметрия). Последнюю симметрию в случае Н. и лептонов связывают с сохранением лептонного числа (L). L позволяет описать различие между Н. и антинейтрино: $L(\nu) = +1$, $L(\bar{\nu}) = -1$.

Вейлевскими и наз. двухкомпонентные безмассовые Н., свободное движение к-рых описывается ур-нием Вейля. Релятивистски ковариантные ур-ния для двухкомпонентных волновых ф-ций ψ , отвечающих частицам со спином $1/2$ и массой 0, были построены Г. Вейлем (H. Weyl) в 1929. Они не обладают ни C -, ни P -симметрией, но инвариантны относительно CP -преобразований. Решения ур-ний Вейля имеют строго фиксированную спиральность. В 1957 Л. Д. Ландау, Ли (Lee Tsung Dao), Ч. Янг (Yang Chen Ning), А. Салам (A. Salam) предложили в связи с открытием несохранения чётности использовать одно из ур-ний Вейля, а именно: $i\partial\psi/\partial t = (i\nabla\psi)$, для описания Н. (здесь $\psi = -i$ Дирака матрица). Это ур-ние определяет левое Н.: $\lambda = -1/2$. Античастица описывается сопряжённым ур-нием и имеет спиральность $+1/2$. Ур-ние Вейля инвариантно относительно $U(1)$ -преобразований, связанных в данном случае с сохранением лептонного числа (обладает L -симметрией): $L(\nu) = +1$, $L(\bar{\nu}) = -1$; различие ν и $\bar{\nu}$ — абсолютное.

Майорановскими и наз. истинно нейтральные Н. Они описываются ур-нием Дирака с доп. условием:

$$\psi^c = \eta_c \psi, \quad (12)$$

где ψ^c — зарядово-сопряжённая волновая ф-ция, а фактор η_c удовлетворяет равенству $|\eta_c|^2 = 1$ и наз. C -фазой. Такие Н. впервые исследовались Э. Майораной (E. Majorana, 1937) в связи с отрицат. результатами поиска маг. момента Н. (μ). У истинно нейтральных Н. вследствие (12) $\mu = 0$. Условие (12) сокращает число независимых решений ур-ния Дирака до двух, отличающихся только проекциями спина (спиральностями). Т. о., майорановские Н. двухкомпонентны, Н. и антинейтрино в силу (12) совпадают, все сохраняющиеся заряды равны нулю. Ур-ние и лагранжиан свободного

движения C -, P -, а также CP -инвариантны. CP -инвариантность позволяет ввести CP -фазу $\eta_{CP} = \hat{C}\hat{P}\psi = e^{i\varphi} \psi^c$, где φ — Дирака матрица, а $\eta_{CP} = \pm i$ является физической наблюдаемой величиной, определяющей вероятность безнейтринного двойного β -распада, пирины распадов самого Н. (если оно вообще распадается) и др.

Дираковские, вейлевские и майорановские Н. отличаются структурой массовых членов в лагранжиане (\mathcal{L}_m). В первом случае $\mathcal{L}_m^D = -m\bar{\psi}\psi$, во втором — $\mathcal{L}_m^W = 0$, в третьем, в силу условия (12), $\mathcal{L}_m^M = -1/2 \eta_{CP} m \bar{\psi} \psi^c$ (где ψ и ψ^c — левые и правые компоненты волновых ф-ций; черта над ψ означает дираковское сопряжение). Дираковское Н. можно представить как совокупность двух майорановских Н. с равными массами и противоположными CP -чётностями. Вейлевское Н. (при $(V-A)$ -структуре нейтринных токов) совпадает с безмассовым майорановским Н. Т. о., дираковские и вейлевские Н. являются частными случаями системы майорановских Н.

С точки зрения феноменологии (см. ниже), удобно вести лептонное число и для майорановских Н. Аналогично дираковским и вейлевским Н. им приписывают: $L(\psi_L) = +1$, $L(\psi_L^c) = -1$. Но в этом случае лептонное число не сохраняется, причём его нарушение обусловлено массовыми членами: $L(\mathcal{L}_m^M) = 2$. Осуществить между разл. описаниями Н. позволяют в принципе эксперименты по измерению масс Н. и поиску эффектов нарушения лептонного числа, $|\Delta L| = 2$.

Неожиданность Н. и антинейтрино. Понятие о Н. и антинейтрино для любого из рассмотренных выше случаев можно ввести на основе взаимодействий. Частица, рождающаяся в распадах вместе с заряд. антилептоном (позитроном, μ^+ или τ^+), называется Н. Антинейтрино определяют как частицу, возникающую вместе с заряд. лептоном (электроном, μ^- , τ^-): Н. рождается при захвате лептона, антинейтрино — при поглощении антилептона и т. д. Введённые так Н. и антинейтрино различаются во взаимодействиях с др. частицами и рождают лептоны и не рождают антилептоны, $\bar{\nu}$ напротив, рождают e^+ , μ^+ , τ^+ и не рождают e^- , μ^- , τ^- . Впервые различие Н. и антинейтрино было установлено и эксперимент Р. Дейвиса (R. Davis, Брукхейвен, 1955), к-рый основывался на хлор-аргоновом методе (Понтекорво, 1946) и состоял в следующем. Источником $\bar{\nu}$ являлся атомный реактор, мишенью — бак с 10 т перхлорэтана C_2Cl_4 . Если $\bar{\nu}$ совпадает с ν и, значит, может рождать электрон, то должна происходить реакция $\bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$. Образующийся атом ${}^{37}\text{Ar}$ со временем $T_{1/2} = 35$ сут испытывает K -захват, переходя в возбуждённый атом хлора: ${}^{37}\text{Ar} + e^- \rightarrow {}^{37}\text{Cl}^* + \nu_e$. Возбуждение Cl^* снимается испусканием электрона с энергией 2,8 кэВ. Этот электрон детектируют пропорц. счётчиком. Была разработана методика, позволявшая из 10 т C_2Cl_4 извлекать десятки атомов аргона. Оказалось, что кол-во атомов ${}^{37}\text{Ar}$ по крайней мере в 20 раз меньше ожидаемого при $\bar{\nu} = \nu$; эффект перекрытия состояний $|\bar{\nu}_e\rangle$ и $|\nu_e\rangle$, $|\bar{\nu}_\mu\rangle$ и $|\nu_\mu\rangle$ составил не более 5%.

Др. метод проверки неожиданности ν_e и $\bar{\nu}_e$ реализуется в ускорит. экспериментах. Источником ν_e является распад $K \rightarrow e^+\nu_e$; в пузырьковых камерах-мишенях ведётся поиск позитронов. Избытка e^+ , обусловленного реакцией $\nu_e + N \rightarrow e^+ + X$ (здесь X — совокупность остальных частиц), не было обнаружено, что дало ограничение на $|\bar{\nu}_e \nu_e|$ на уровне долей процента.

Наибольшую чувствительность к перекрытию состояний $|\bar{\nu}_e\rangle$ и $|\nu_e\rangle$ имеют эксперименты по поиску безнейтринного двойного β -распада. При таком распаде Н., испущенные одним из нейтронов ядра,

$p + \bar{p} + e^+ + \bar{\nu}_e$, взаимодействует с другим нейтроном того же ядра. В результате рождаются два электрона, а ядро увеличивает свой заряд на две единицы: $2X \rightarrow 2Z_2X + e^+ + e^-$. Из факта ненаблюдения двойного безнейтринного β -распада следует, что величина

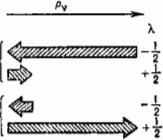


Рис. 5. Спиральности в состоянии левого нейтрино и правого антинейтрино. Длины стрел условно соответствуют вероятности обнаружить $\lambda = +1/2$ и $\lambda = -1/2$.

$|\langle \bar{\nu}_e | \nu_e \rangle|^2$ не превышает 10^{-12} (при нормировке $|\langle \bar{\nu}_e | \nu_e \rangle|^2 = 1$).

Неотжественность ν и $\bar{\nu}$ может быть связана с различием их лептонных чисел:

$$L(\nu_e) = L(e^-) = 1, \quad L(\bar{\nu}_e) = L(e^+) = -1.$$

При $(V - A)$ -структуре взаимодействия N и антинейтрино имеют разные киральности: ν — левую, $\bar{\nu}$ — правую (рис. 5). Если др. отличий нет (сохранение лептонного числа нарушено), то перекрытие состояний $|\langle \nu | \bar{\nu} \rangle|$ в пределе $\sigma_\nu \gg m_\nu$ равно $|\langle \nu | \bar{\nu} \rangle| \approx m_\nu^2 / \sigma_\nu^2 \ll 1$; этого «сверхмалого» подавления достаточно для того, чтобы удовлетворить эксперим. ограничениям. Если лептонное число сохраняется строго, то $|\langle \nu | \bar{\nu} \rangle|^2 = 0$.

Лагранжиан взаимодействия в теории Вайнберга — Глашоу — Салама (ВГС) [стандартной теории электрослабого взаимодействия] обладает L -симметрией. Поэтому в случае дираковских или вейлевских N перекрытия состояний $|\nu\rangle$ и $|\bar{\nu}\rangle$ нет, различие между ν и $\bar{\nu}$ абсолютно $[L(\nu) = -L(\bar{\nu})]$.

У майорановских N лептонное число нарушено, и $\bar{\nu}$ различаются только киральностью, и их перекрытие пропорц. величине m_ν^2 / σ_ν^2 . Экспериментально обнаружимым следствием является безнейтринный двойной β -распад с вероятностью, пропорц. квадрату майорановской массы N . Отрицат. результат поиска такого распада позволяет поставить верхний предел для m_ν . Геохим. методом, основанном на поиске дочернего изотопа, наиб. сильное ограничение получено для моды $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{Xe} + e^- + e^- : T_{1/2} \approx 5 \cdot 10^{24}$ лет (с у. д. 90%). Отсюда следует, что $m_\nu \ll (0.4 - 1.4)$ эВ. Прямыми электронными методами может быть измерен спектр опергоизлучений или спектр суммарной энергии двух электронов. Лучшее ограничение, установленное т. о. для распада $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se} + 2e^- : T_{1/2} \approx 2 \cdot 10^{24}$ лет (с у. д. 90%), соответствует $m_\nu \ll (0.6 - 1.5)$ эВ. Эти ограничения относятся к майорановской массе N , точнее к эфф. массе $m_\nu^{\text{eff}} = \sum_i u_i^* m_i$ (m_i — майорановские массы нейтрино ν_i , имеющие примесь u_i в электронном N), и не противоречат большим значениям m_i , к-рые могли быть получены из кеплатич. измерений.

Типы N . Тип N фиксируется его составствием определ. заряд. лептону. Соответствие устанавливается по взаимодействию; так, электронным называют N , к-рое переходит в электрон либо рождается вместе с позитроном или при захвате электрона. Состояния $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle, |\nu_\tau\rangle$ наз. собств. состояниями гамилтониана слабого взаимодействия.

Отрицат. результаты поиска e и e^+ во взаимодействиях пучков ν_e ($\bar{\nu}_e$), а также μ и τ во взаимодействиях пучков ν_e ($\bar{\nu}_e$) дают верхние пределы для перекрытия состояний $|\langle \nu_e | \nu_\mu \rangle|^2$ на уровне долей процента,

$|\langle \nu_e | \nu_\mu \rangle|^2$ и $|\langle \bar{\nu}_e | \bar{\nu}_\mu \rangle|^2$ на уровне неск. процентов.

Соответствие между N и определ. заряд. лептонами, а также различия ν_e, ν_μ, ν_τ описываются набором трёх лептонных чисел: электронных, мюонных и τ -лептонных (L_e, L_μ, L_τ). Водят след. значения лептонных чисел: у ν_e и $e^- - (1, 0, 0)$, у ν_μ и $\mu^- - (0, 1, 0)$, у ν_τ и $\tau^- - (0, 0, 1)$. Лептонные числа античастиц имеют противоположные знаки. Числа L сохраняются в известных процессах. Нарушение L -числа может быть вызвано взаимодействиями с гипотетич. частицами — *Xиггса бозонами* (H), т. е. юклавскими связями.

Взаимодействия N . Разных типов универсальные нейтринные токи с ν_e, ν_μ, ν_τ имеют одинаковую $(V - A)$ -структуру и одинаковые константы связи. Наблюдаемые различия в характеристиках процессов с участием ν_e, ν_μ, ν_τ сводятся к разнице в массах частиц.

Кроме ν_e, ν_μ и ν_τ могут существовать т. н. с e и τ и ν и $\bar{\nu}$ н. н., не обладающие обычным слабым взаимодействием, т. е. связями с промежуточными бозонами. Примером таких N могли бы быть правые компоненты ν_e в теории ВГС. Взаимодействия стерильных N с веществом сильно подавлены. Обычные состояния могут переходить в стерильные (и наоборот) в результате осцилляций $\nu_e \leftrightarrow (\nu_R)^c$ и/или испускания (поглощения) хиггсовых бозонов.

Число типов лёгких N , имеющих обычные слабые взаимодействия, N , было определено в 1989—90 по измеренным параметрам Z^0 -бозона на e^+e^- -коллайдере (СЛАК) и гл. обр. LEP (ЦЕРН). Полная ширина Z^0 зависит от $N_\nu : \Gamma_Z = \Gamma_3 + N_\nu \Gamma_{\nu\nu}$, где Γ_3 — вклад заряд. частиц, а $\Gamma_{\nu\nu} \equiv \Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu})$ — вклад N одного типа. $\Gamma_\nu = N_\nu \Gamma_{\nu\nu}$ составляет т. н. невидимую ширину, поскольку N не взаимодействуют. Γ_ν восстанавливают по измеренным Γ_3, Γ_3 , а также по адрионной ширине и сечению в максимум пика. По данным детекторов LEP получено $N_\nu^{\text{век}} \equiv \Gamma_\nu / \Gamma_{\nu\nu} = 2.95 \pm 0.10$ в согласии с $N_\nu = 3$. Т. о., новых типов N кроме ν_e, ν_μ, ν_τ не существует. N_ν определяется также по величине сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ в области Z^0 резонанса (детектирование изолированного ν — кванта); $\sigma_\nu \sim N_\nu$.

Среди других ограничений на N_ν наиб. сильное даёт космология — анализ верхичного нуклеосинтеза. Наблюдат. данные по распространённости ^4He позволяют поставить предел: $N_\nu < 4[8]$.

Взаимодействия N .

Поскольку нейтрино электрически нейтральны и бесцветны, нейтринные процессы в низшем порядке теории возмущений обусловлены слабым взаимодействием.

Взаимодействия N и теория Вайнберга — Глашоу — Салама [9]. Согласно этой теории, N имеет калибровочные и, возможно, юклавские взаимодействия. Калибровочные взаимодействия — связи с W^- и Z^0 -бозонами — фиксируются тем, что левые компоненты N и соответствующие заряд. лептоны образуют дублеты SU_2 -группы (ν_L, l_L). При этом для ν_e проекция слабого изополюсного спина $T_3 = 1/2$ и слабый гиперзаряд $Y = -1$. Правые компоненты N, ν_R (если существуют) являются синглетами группы $SU_2 \times U_1 : T_3(\nu_R) = Y(\nu_R) = 0$. Нейтрино ν_e стерильны, взаимодействий с W и Z^0 у них нет, поэтому и зарпинные, и нейтральные (см. *Нейтральный ток*) нейтринные токи имеют $(V - A)$ -структуру. Константы связи N с W^- и Z^0 -бозонами равны $g/2\sqrt{2}$ и $g/4\cos \theta_w$, где g — константа связи, соответствующая подгруппе SU_2 , а θ_w — *Вайнберга угол*.

Юклавские взаимодействия — связи с гипотетич. хиггсовым бозоном (возможно несколькими) предполагают существование правых компонент N и/или дополнит. мультиплетов скалярных бозонов. Эти взаимодействия при спонтанном нарушении симметрии дают массы N , и,

если нет случайной «игры» параметров, их константы, λ существенно меньше калибровочной константы g : $\lambda \sim gm_w/m_w \ll g$.

Взаимодействия Н. с кварками и лептонами обусловлены обменом W - и Z^0 -бозонами (рис. 6).

Распады частиц с участием Н. Источники Н. Калибровочные взаимодействия Н. непосредственно проявляются в распадах W - и Z^0 -бозонов: $W \rightarrow \nu_l + l$, $Z^0 \rightarrow \nu + \bar{\nu}$. Ширины распадов:

$$\Gamma_l \approx g^2 m_w / 48\pi \approx 250 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_{\nu\nu} \approx g^2 m_w / 96\pi \cos^2 \theta_w \approx 167 \text{ МэВ}.$$

Регистрация заряд. лептонов и измерение т. н. недостающей энергии, уносимой Н., — один способ детектирования W . Сигналами нейтринных распадов Z^0 являются т. н. монофотонные или моноэлектронные события.

Наиб. важные источники Н. в естеств. условиях и лаб. экспериментах — β -распады атомных ядер, e -захват в атомах, распады мюонов, t -лептонов, τ , K -мезонов, распады частиц, содержащих тяжёлые кварки: D, F, A_c, B, \dots и т. д. Общие свойства распадов таковы.

1) Распады обусловлены заряд. токами, поскольку в них изменяются типы (а р о м а т н) частиц, а нейтр. ток с изменением ароматов в стандартной модели отсутствуют (напр., отност. вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu} < 10^{-7}$). Следовательно, Н. рождаются вместе с заряд. лептонами и зафиксированы их тип (ν_e, ν_μ или ν_τ), а не масса в случае смешивания (см. ниже, Смешивание Н.).

2) Вероятности трёхчастичных распадов $A \rightarrow B\gamma l$ (A, B, l, K , барион, ν) пропорц. 5-й степени энергодивелений $\Gamma_3 \sim G^2 Q^5$, где G — константа Ферми ($Q \approx m_A$ при $m_B, m_l \ll m_A$). Если $Q \gg m_l, l = e, \mu$ или e, μ, τ , то Γ_3 одинаковы для Н. разных типов. У двухчастичных распадов мезонов: $M \rightarrow l + \nu_l$ ($M = \pi, K, D, F$) ширина пропорц. энергодивелению и квадрату массы заряд. лептона (последнее есть следствие спирального запрета): $\Gamma_2 \sim G^2 m_l^2 Q$. Двухчастичные распады, т. о., не обладают ($\nu_e - \nu_\mu - \nu_\tau$)-универсальностью: доминирует мода с наиб. тяжёлым (из допустимых для данного распада) лептоном и соответствующим Н. У лёгких мезонов это $l^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. При переходе к более тяжёлым мезонам (D, F, B) преобладающим становится трёхчастичный распад ($\Gamma_3/\Gamma_2 \sim Q^4$) и универсальность $\nu_e - \nu_\mu$, а затем $\nu_e - \nu_\mu - \nu_\tau$ восстанавливается.

Расcеяние Н. Нейтрино могут рассеиваться (и поглощаться) на электронах, нуклонах и ядрах:

$$\nu_l + l \rightarrow l + X, \quad (13)$$

где l — частицы мишени ($l = e, N$, ядро), $L_l = \nu_l, l$, а X — одна или неск. частиц в конечном состоянии. При энергиях соударения в системе центра инерции (\sqrt{s}), много меньших порога рождения W и Z^0 , $\sqrt{s} \ll m_W$, взаимодействия Н. с кварками и лептонами имеют точечный четырёхфермионный характер. Вследствие этого сечения растут пропорц. квадрату полной энергии

$$\sigma \sim \frac{G^4 (s - m_l^2)^2}{\pi s} \approx \frac{G^2 s}{\pi}, \quad (14)$$

m_l — масса мишени. [В (14) и дальше σ выписывается с точностью до числ. факторов, определяемых теорией ВГС.]

В лаб. системе отсчёта (в к-рой l покоится) из (14) следуют две разные зависимости от энергии:

$$\sigma \sim \begin{cases} \frac{4G^2 s^2}{\pi}, & \nu_e \ll m_l \\ \frac{2G^2 m_l^2 \nu_e}{\pi}, & \nu_e \gg m_l \end{cases} \quad (15)$$

т. е. при энергиях Н. больше массы мишени квадратичный рост сменится линейным. В области $\nu_e \ll m_l$ сечения не зависят от массы мишени. В частности, они одного порядка для ν -рассеяния на электроне и на нуклоне. При $\nu_e > m_l$ сечения пропорциональны массе мишени ($\sigma(\nu p)/\sigma(\nu e) \sim m_p/m_e \approx 2000$) (рис. 7).

При $\sqrt{s} > m_W$ в рассеянии Н. проявляется структура лаб. взаимодействия, связанная с обменом W - и Z -бозонами, его уже нельзя считать происходящим в одной точке, и зависимость сечений от энергии изменяется. Для процессов рассеяния Н. на точечных объектах (электронах, кварках) с W -обменом в t -канале (см. рис. 6) $\sigma \sim G^2 m_w^4 / \pi (1 + m_w^2/s)$. При $s \approx m_w^2$ сечения прекращают линейный рост с увеличением s и затем выходят на константу: $\sigma \rightarrow \sigma_0 \sim G^2 m_w^4 / \pi \approx 10^{-34} \text{ см}^2$ (в нашем порядке теории возмущений) [рис. 8, кривая $\nu_e e^-$]. Сечения ν -рассеяния с W - или Z -обменом в s -канале (канале (а s -канале, напр. $\nu_0 + e^- \rightarrow \nu' + e^- \rightarrow \nu' + \mu^-$, имеют резонансный характер (резонанс Глэшоу; рис. 8, штриховая кривая).

Взаимодействие Н. с нуклонами (рис. 8, кривая $\nu_l N$) есть суммарный эффект рассеяния Н. на отд. кварках, составляющих этн нуклоны. При $\nu_e < \text{неск.}$

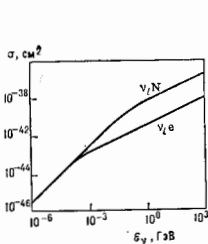


Рис. 7. Зависимости сечений рассеяния нейтрино на нуклонах и электронах от энергии ν_e при $2m_l \nu_e \ll m_w^2$.

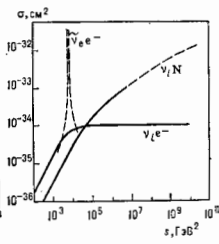


Рис. 8. Зависимости сечений рассеяния нейтрино и антинейтрино на электронах и нейтроне на нуклонах при $s \approx m_w^2$ (теоретически кривые).

сотен МэВ происходит уруговое и квазиуруговое рассеяние: $\nu_0 + p \rightarrow \nu_0 + p, \nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p$ и т. д. С повышением энергии дополнит. вклад даёт сначала однократное рождение ($\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \pi^+ + p$), а затем рождение большего числа адронов. В области неск. ГэВ $< \nu_e \leq 100 m_w^2/m_w$ ($s \leq 10 m_w^2$) доминируют *главно нейтрные процессы* [9, 10]. Вклады от рассеяния ν на отдельных кварках в сечениях этих процессов суммируются некогерентно. При $s \ll m_w^2$ сечение $\sigma \approx (G^2 s / \pi) \xi$, где $\xi = 0,2 - 0,3$ — доля полного импульса нуклона, которую несут кварки, взаимодействующие с Н. Сечения растут пропорц. s , отклонение от линейного роста вследствие нарушения скейлинга Бёркена (см. Масштабная инвариантность) в *квантовой хромодинамике* незначительно. При $s \approx m_w^2$ рост сечений νN -взаимодействия замедляется, но, в отличие

от рассеяния на точечной частице, не прекратится и будет сравнительно быстрым (быстрее, чем $\ln^2 s/m_w^2$), что обусловлено рассеянием ν на морских кварках. При $s \approx 100 m_w^2$ заметный и возрастающий с s вклад дают т. в. полужесткие и мягкие соударения. Для них характерны эффекты экранировки партонов (кварков и глюонов), коллективные испускания глюонов и т. д. Не исключено, что быстрый (быстрее $\ln^2 s/m_w^2$) рост σ для $|s| \approx (10^8 - 10^6) m_w^2$ продолжается до значений, равных геом. размеру нуклона с учётом непрозрачности: $\sigma \sim R_N^2 \alpha_w^2 \approx (10^{-30} - 10^{-28}) \text{ см}^2$ (R_N — радиус нуклона, $\alpha_w^2 = g^2/4\pi$).

Сечения взаимодействия Н. и антинейтрино даже на неполяризов. мишенях не равны. Причина этого — нарушение чётности в слабом взаимодействии и поляризация самих Н. В области $m_e^2 \ll s \ll m_w^2$ отношение сечений, обусловленных $(V - A)$ -токами: $\sigma_{\nu_e, A} / \sigma_{\bar{\nu}_e, A} = 1/2$. Различие σ_{ν}^{ν} и $\sigma_{\bar{\nu}}^{\nu}$ связано с величиной полного спина J сталкивающихся частиц и, следовательно, с угл. распределением рождаемых лептонов. Напр., для $\nu_e l$ -рассеяния $J = 0$ и распределение в системе центра инерции изотропно, для $\nu_e l$ -рассеяния $J = 1$ и рассеяние происходит преим. вперёд. Величины σ_{ν}^{ν} и $\sigma_{\bar{\nu}}^{\nu}$ сравниваются при сверхвысоких энергиях: $s \gg m_w^2$, где вклад в сечения дают волны с ненулевыми орбит. моментами.

Нейтринные эксперименты. 1) Рассеяние $\bar{\nu}_e$ в области низких энергий, $E_{\nu} < 10 \text{ МэВ}$, исследуется в экспериментах на ядерных реакторах [11]. Источником $\bar{\nu}_e$ являются цепочки β -распадов осколков деления ядер ^{235}Pu , ^{239}Pu и др. В среднем на одно деление приходится $6\nu_e$, и при мощности реактора 3000 МВт полный поток ν_e составляет $5 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$. Спектры Н. быстро падающие, с характерным диапазоном $E_{\nu} = (1-8) \text{ МэВ}$. Для детектирования Н. используется г. обр. обратный β -распад [2]. Мишени-детекторы представляют собой баки с жидкими водородосодержащими сцинтилляторами, к-рые (в ряде установок) просвечены гелиевыми проволоочными камерами для регистрации нейтронов. Кроме измерений спектров e^+ на разных расстояниях от реактора (см. ниже, Осцилляции Н.) изучаются взаимодействия $\bar{\nu}_e$ с электронами и дейтронами (напр., $\bar{\nu}_e + d \rightarrow e^+ + n + n$).

Интенсивные потоки Н. создаются мощными радиоактивными источниками (^{90}Sr , ^{90}N и др.). Эксперименты с такими источниками, окружёнными защитой, через к-рую могут проникнуть только Н., проводятся как для изучения взаимодействий Н. при низких энергиях, так и для калибровки нейтринных детекторов, в частности радиохим. детекторов солнечных Н.

Развиваются новые методы детектирования низкоэнергетич. Н., основанные на низкотемпературных болометрич. измерениях в кристаллах, регистрации возмущений в сверхтекучем гелии, фазовых переходах в перегретых сверхпроводящих гранулах и др.

2) При больших энергиях, вплоть до $E_{\nu} \approx 300 \text{ МэВ}$, ν_e и $\bar{\nu}_e$ -рассеяние исследуют на мезонных фабриках. Нейтринные потоки возникают здесь в цепочке распадов $l^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_e$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_e$, а сами l^+ генерируются во взаимодействиях ускоренных до 500—800 МэВ протонов с ядрами мишени.

3) Рост сечений взаимодействия Н. с увеличением энергии и связанная с этим возможность проведения нейтринных экспериментов на ускорителях высоких энергий обсуждался М. А. Марковым в 1957. Первые нейтринные эксперименты на ускорителях были осуществлены в 1962 в Брукхейвене и в 1964 в ЦЕРНе [12]. В 1973 на ускорителе ЦЕРНа в нейтринных экс-

периментах были открыты слабые нейтральные токи, что сыграло важную роль в становлении совр. теории электрослабого взаимодействия.

Существуют две разные постановки эксперимента: обычная — с Н. от π^- , К-распадов и «сброс пучка» на толстую мишень, позволяющую изучать «прямые» Н. В первом случае нейтринный пучок формируется в распадах π^- и К-мезонов, родившихся во взаимодействиях ускоренных протонов с достаточно тонкой мишенью. Необходимым элементом в такой постановке эксперимента является распадный канал (для осуществления распадов π и К). При $E_{\nu} \approx 200 \text{ ГэВ}$, напр., его длина равна ок. 300 м. Между распадным каналом и детекторами Н. расположен мюонный фильтр — слой железа, а также слой грунта, в к-рых поглощаются все частицы, за исключением Н.

В эксперименте по сбросу пучка ускоренные протоны падают на металл. мишень толщиной до 2 м и в броне, в к-рой, не успевая распасться, поглощаются осн. часть π^- и К-мезонов и, т. о., поток обычных распадных Н. оказывается сильно подавленным. На его фоне становятся заметны Н., родившиеся в распадах тяжёлых короткоживущих D, F и др. мезонов, у к-рых распад превалирует над поглощением. Практически такие Н. возникают в точке первичного взаимодействия протонов, и их называют «прямыми». Распадный канал при сбросе пучка не нужен. В качестве мишени-детекторов в ускорит. экспериментах используют большие пузырьковые камеры, а также калориметры, к-рые состоят из пластин железа или мрамора, просвеченных сцинтилляц. счётчиками, дрейфовыми трубками, проволоочными камерами и т. д. Детекторы дополняются иногда мюонными спектрометрами.

4) В экспериментах на подземных установках источником Н. является атмосфера Земли — распады частиц, родившихся во взаимодействиях космич. лучей с ядрами атмосферы (Марков, 1960). Взаимодействие Н. низких энергий, $E_{\nu} \lesssim$ сотни МэВ — неск. ГэВ, регистрируются большими водными черенковскими детекторами (IMB, KAMIOKANDE), а также топочувствительными электронными установками (FREJUS, NUSEX). Причём треки частиц, рождаемых в нейтринном взаимодействии, могут полностью уместиться в детекторе («включённые события»). Такие события являются осн. фоном для поиска распада протона и ν \rightarrow ν осцилляции. При более высоких энергиях Н., $E_{\nu} \gtrsim 10^3 \text{ ГэВ}$, осн. часть регистрируемых событий — мюоны, пересекающие детектор. Они рождаются атмосферными Н. в грунте nearby установок. Преимуществом обладают детекторы, способные определять направление прихода мюона (Баксанский нейтринный телескоп).

Особый интерес представляют события, когда Н. приходит из нижней полусферы Земли: в этом случае расстояние источник — детектор равно $2R_{\oplus}$.

5) Взаимодействия Н. сверхвысоких энергий, $E_{\nu} > 1 \text{ ТэВ}$, предполагается изучать на глубоководных установках (Марков, 1960). Источниками Н. являются космос (космич. Н.) и атмосфера Земли. Детекторы представляют собой большие объёмы воды на значит. глубине в океане или озере, просматриваемые черенковскими счётчиками или прослушиваемые акустич. детекторами (проект «Байкал», ДЮМАНД). Развивается методика регистрации радиолацеляционных ядерных и эл.-магн. каскадов, вызванных Н. в большом объёме льда (напр., в Антарктиде).

Информация о взаимодействиях Н. с энергиями вплоть до 10^{20} эВ может быть получена из исследований широких атм. линий, развивающихся под большими углами к вертикали (установка «Мушиньи глаза», Канада).

Результаты нейтринных экспериментов находятся в хорошем согласии с предсказаниями теории ВГС. В частности, для упругого рассеяния ν_e и $\bar{\nu}_e$ на электронах при энергии $E_{\nu} > 1 \text{ ГэВ}$, получено:

$$\sigma(\nu_e e^-)/\sigma_V = (1,9 \pm 0,4 \pm 0,04) \cdot 10^{-42} \text{см}^2/\text{ГэВ},$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e^-)/\sigma_V = (1,5 \pm 0,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-42} \text{см}^2/\text{ГэВ},$$

где первая из указанных ошибок — статистическая, а вторая — систематическая. В теории ВГС при $\sin^2 \theta_w = 0,22$ соотношения между сечениями для др. типов ν следующие:

$$\sigma(\nu_e e^-) : \sigma(\bar{\nu}_e e^-) : \sigma(\nu_e e) \approx 5,9 : 2,4 : 4.$$

Сечения глубоко неупругого рассеяния N ($E_\nu > 10 \text{ ГэВ}$) на мишени (ядре), содержащей равное число протонов и нейтронов, в расчёте на один нуклон равны:

$$\sigma(\nu_e N \rightarrow \mu^- X)/\sigma_V = 0,62(2) \cdot 10^{-38} \text{см}^2/\text{ГэВ},$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e N \rightarrow \mu^+ X)/\sigma_V = 0,30(2) \cdot 10^{-38} \text{см}^2/\text{ГэВ}.$$

Отношение сечений нейтральных токов к сечениям заряд. токов

$$R_V \equiv \sigma(\nu_e N \rightarrow \nu_e X)/\sigma(\nu_e N \rightarrow \mu^- X) = 0,309(3),$$

$$R_V' \equiv \sigma(\bar{\nu}_e N \rightarrow \bar{\nu}_e X)/\sigma(\bar{\nu}_e N \rightarrow \mu^+ X) = 0,390(14).$$

Электромгнитные свойства N . Взаимодействие N с эл.-магн. полем обусловлено либо радиационными поправками (N переходит в виртуальное состояние, содержащее заряд. частицу, напр. $I^+ + W^-$), либо вольтовой составной структурой самих N . Т. о., у N возникает магн. момент (μ_N) и распределение электр. заряда, характеризуемое эл.-магн. радиусом (r_{em}).

Отражение на μ_N следует из данных по νe^- рассеянию при низких энергиях. Дополнит. вклад в сечение этого процесса, k -рый мог бы быть обусловлен обменом фотоном, взаимодействующим с μ_N , не обнаружен. Отсюда получено: $\mu(\nu_e) \leq 2 \cdot 10^{-14} \mu_B$ (рассеяние реакторных N) и $\mu(\nu_e) \leq 10^{-12} \mu_B$ (ν_e от ускорителей), где μ_B — магнетон Бора. Астрофиз. и космологич. ограничения оказываются более строгими. Эл.-магн. взаимодействие N : 1) приводит к быстрому остыванию белых карликов; отсюда $\mu_N < (0,8 - 1,0) \cdot 10^{-11} \mu_B$ для всех типов N ; с $m \leq 1 \text{ кэВ}$; 2) влияет на первичный нуклеосинтез, и это даёт $\mu_N < 0,5 \cdot 10^{-10} \mu_B$; 3) приводит к генерации потоков высокоэнергичных N . от гравит. коллапсов — из данных по SN 1987A $\mu_N < (10^{-12} - 10^{-13}) \mu_B$. Данные по солнечным N позволяют исследовать диапазон μ_N до $\approx 10^{-12} \mu_B$.

В теории ВГС дираковские N имеют магн. момент, пропорц. массе N :

$$\mu_N = 3eGm_N/8\sqrt{2}m^2 = 10^{-19} (m_N/1 \text{ эВ}) \mu_B.$$

С учётом существующих ограничений на m_N предсказания μ_N оказываются значительно меньше верхних экспериментальных пределов. В моделях, содержащих правые заряд. токи и/или заряд. хиггсовы бозоны, μ_N пропорц. массе заряд. лептона и может оказаться на 4–5 порядков больше. У майорановских N $\mu_N = 0$, но в этом случае возможен т. н. недираковские, или переходные, магн. моменты, для k -рых начально и конечное нейтринные состояния соответствуют разным майорановским частицам. Для эл.-магн. радиуса N в теории ВГС предсказывается

$$\langle r_{em} \rangle \approx g^2/16\lambda^2 \cdot m^{-2} \ln(m_w^2/m_i^2) \approx \text{неск. ед.} \cdot 10^{-33} \text{ см}^2.$$

Взаимодействия N вне рамок теории Вайнберга — Гэлэноу — Салама. N могут иметь дополнит. взаимодействия с новыми пока гипотетич. частицами, в т. ч. с правыми заряд. бозонами W_R , переводящими правые компоненты ν_R в I_R , со скалярными бозонами (H) как нейтральными, так и заряженными, причём константы связи λ с H не обязательно подавлены фактором m_i/m_w . Не исключено существование скалярных нейтральных безмассовых (или очень лёгких) частиц, взаимодействующих преим. с N . (возможности существования бозонов, т. н.

майоронов). Все эти взаимодействия N экспериментально пока не обнаружены.

Класс новых взаимодействий возникает в связи с дальнейшим развитием идеи объединения частиц и взаимодействий. В суперсимметричных моделях у N появляются связи типа $(g/\sqrt{2})\nu_e \tilde{W}$, $(g/2)\nu_e \tilde{Z}$, где ν_e , \tilde{W} , \tilde{Z} — соответственно суперсимметричные скалярные партнёры электрона и H (т. н. салектроны и снейтрино) и суперсимметричные спиновые партнёры W - и Z -бозонов (т. н. виво и зино; см. *Суперсимметрия*). В моделях великого объединения N образуют единые мультиплеты с кварками, что отражает общую природу этих частиц. У N при этом возникают калибровочные и юкавские взаимодействия со сверхтяжёлыми бозонами $Y^{1/6}$, $H^{1/6}$, напр. $(g/\sqrt{2})\tilde{d}^{c*} \nu_e Y_{\tilde{d}^c}$ (где \tilde{d}^c — зарядово-сопряжённое кварку d состояние, \tilde{Y}^c , $\mu = 0,1,2,3$ — Дирака матрицы). Эти взаимодействия нарушают сохранение барионного числа, приводя к распадам протона, в частности с испусканием N : $p \rightarrow \nu^+ \pi^+$. Нейтринные моды $p \rightarrow \nu^+ K^+$ доминируют в суперсимметричных обобщениях моделей великого объединения.

Смешивание и массы N .

В предположении о существовании масс у N и о смешивании N предполагаются ν -осцилляции, распады N и др. Эксперим. поиски этих эффектов являются методами поиска масс и смешивания N .

Смешивание N . Собств. состояния гамилтониана слабого взаимодействия $| \nu_{eL} \rangle$, $| \nu_{\mu L} \rangle$, $| \nu_{\tau L} \rangle$ (и также стерильные состояния $| \nu_{eR} \rangle$, $| \nu_{\mu R} \rangle$, $| \nu_{\tau R} \rangle$) могут быть когерентными комбинациями (смесями) неск. состояний с определ. массами $| \nu_1 \rangle$, $| \nu_2 \rangle$... При этом массы самих ν_e , ν_μ и т. д. не определены. В простейшем случае смешивания двух N ν_e и ν_μ :

$$\begin{aligned} | \nu_e \rangle &= | \nu_1 \rangle \cos \theta + | \nu_2 \rangle \sin \theta, \\ | \nu_\mu \rangle &= | \nu_2 \rangle \cos \theta - | \nu_1 \rangle \sin \theta, \end{aligned}$$

где θ — т. н. угол смешивания; т. е. $| \nu_1 \rangle$ и $| \nu_2 \rangle$ смешиваются, если они являются ортогональными комбинациями одних и тех же состояний $| \nu_L \rangle$ и $| \nu_R \rangle$. Смешивание обусловлено недираковскими членами лагранжиана $m \nu_e \nu_\mu + \text{с.с.}$, переводящими ν_e в ν_μ и наоборот. При этом нарушаются лептонные числа, соответствующие ν_e и ν_μ . Если N массивны, то их смешивание вполне вероятно, во-первых, в силу кварк-лептонной симметрии и наличия смешивания у кварков (дополнит. аргумент при этом дают модели великого объединения), во-вторых, из-за отсутствия локальной симметрии, k -рая могла бы быть ответственна за сохранение лептонного числа. Смешивание и величины масс связаны между собой. Поскольку у N допускаются майорановские массовые члены и кроме этого справедливо неравенство (9) [тогда как у кварков $m(i) \approx m(d)$], смешивание лептонов и кварков может оказаться различным.

Смешивание N и распады с участием N . Смешивание означает, что в конкретном распаде вместе с одним и тем же лептоном должны рождаться N , ν_1 , ν_2 , имеющие равные массы m_i , $i = 1, 2$. Для двухчастичных распадов следствием этого являются дополнит. пики в распределениях по импульсам лептонов, напр. мною на в распадах $l \rightarrow \mu \nu_i$ или $K \rightarrow \mu \nu_i$. У трёхчастичных распадов ($^{26}\text{S} \rightarrow ^{26}\text{Cl} + e^- + \bar{\nu}_e$ и др.) смешивание приводит к появлению изгибов (или скачков) на кривых Кёрри. Положение скачка определяется энергией $\epsilon_e \approx Q - m_i$, а его высота пропорц. величине смешивания (точнее, $\tan^2 \theta$). Отрицат. результаты поисков таких пиков и скачков дают ограничения сверху на параметры смешивания в зависимости от m_i .

Осцилляции N . [13]. Осцилляциями N наз. процесс периодич. изменения свойств нейтринного луча — превращения одного типа N в другой (другие). Гипо-

теза об осцилляциях Н. была выдвинута в 1957 Пентонорво в связи с возможностью несохранения лептонного числа и по аналогии с осцилляциями $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ (см. К-мезоны, Осцилляции элементарных частиц). В ультрарелятивистском пределе длина осцилляций — расстояние, на к-ром Н. возвращается в исходное состояние, равна: $L_0 = 4\ell\sigma^2/\Delta m^2$, где $\Delta m^2 = m^2 - m_s^2$. Глубина осцилляций $a = \sin^2 2\theta$, вероятность осцилляций перехода $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ на расстоянии x от источника ν_e : $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2(\pi x/L_0)$; среднее значение вероятности: $\bar{P} = 1/2 \sin^2 2\theta$.

Выделяя два осв. типа осцилляций — осцилляции по аромату: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$, $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ и осцилляции в стерильные состояния (осцилляции $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$). В первом случае с расстоянием изменяются взаимодействия пучка Н., обусловленные заряд. токами, и не меняются, согласно теории ВГС, взаимодействия, обусловленные нейтральными токами. Напр., исходный ν_e -пучок в процессе распространения будет рождать μ или τ и т. д. Во втором случае подавляются оба типа взаимодействий.

Поиски осцилляций осуществляются в экспериментах на «исчезновение» и на «появление». Измеряется полное число и спектр заряд. лептонов, рождаемых пучком Н. на разных расстояниях от источника. В первом случае (на «исчезновение») — это лептоны того же типа l_i что и исходные Н. ν_i , т. е. ведётся поиск ослабления ν_i -потока. Во втором случае — это лептоны, не соответствующие типу исходного Н. Результаты экспериментов носят отрицат. характер, и это означает в предельных случаях малость либо величины угла смешивания, при к-рой глубина осцилляций меньше чувствительности установки (Δm^2 — любая), либо $-\Delta m^2$ (θ — любой), когда L_0 много больше расстояния источник — детектор и осцилляции не успевают развиться. Область исключённых значений $\sin^2(2\theta)$ и Δm^2 характеризуется $\sin^2(2\theta_{gr})$ — верхней границей для Δm^2 при больших Δm^2 и Δm^2_{gr} — верхней границей для Δm^2 при макс. смешивании ($\theta = 45^\circ$). Реакторные эксперименты дают для осцилляций $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_x$, где $\nu_x = \nu_\mu$, ν_τ или стерильное состояние $\sin^2 2\theta_{gr} = 0,16$, $\Delta m^2_{gr} = 0,008 \text{ эВ}^2$. В экспериментах на ускорителях для осцилляций $\nu_e \leftrightarrow \nu_x$ получаются соответственно значения $3 \cdot 10^{-3}$ и $0,1 \text{ эВ}^2$; для $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$: $4 \cdot 10^{-3}$ и $0,9 \text{ эВ}^2$. Подземные эксперименты (Банксанский нейтринный телескоп, детектор IMB, США) для моды $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$ дали $\sin^2 2\theta_{gr} = 0,6$, $\Delta m^2_{gr} = 10^{-2} \text{ эВ}^2$. Кроме того, исключается область параметров $\Delta m^2 = (0,3-3) \cdot 10^{-4} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta \geq 0,3$.

Результаты экспериментов с солнечными Н. содержат указания на осцилляции $\nu_e \rightarrow \nu_x$, где $\nu_x = \nu_\mu, \nu_\tau$ или стерильное Н. Эксперименты чувствительны к $\Delta m^2 \geq 10^{-2} \text{ эВ}^2$ и $\sin^2 2\theta \geq 0,1$; с учётом резонансной конверсии нейтрино они становятся чувствительными к существенно меньшим значениям $\sin^2 2\theta$, вплоть до $10^{-3}-10^{-4}$ в диапазоне $\Delta m^2 = (10^{-8}-10^{-4}) \text{ эВ}^2$. Регистратор Н. от гравитацион. колдосов позволяет исследовать ещё больший диапазон $\Delta m^2 = (10^{-8}-10^{-4}) \text{ эВ}^2$.

Распад Н. Если $m(\nu) \neq 0$, то, вероятно, все Н., кроме самого лёгкого, нестабильны. Допустимые след. моды распада:

a) $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + e^+ + e^-$. Н. ν_2 с массой $m_2 > 2m_0$ может рождаться [при учёте ограничений на $m(\nu)$], $l = e, \mu, \tau$ либо как осв. составляющая ν_e , либо как малая примесь в ν_e, ν_μ . Вероятность распада в единицу времени:

$$\Gamma = \Gamma_0 |u_{e2}|^2, \text{ где } \Gamma_0 = G^2 m_2^5 / 192\pi^3.$$

Эксперим. поиски распада на реакторе и ускорителях дают ограничение на параметр смешивания $|u_{e2}|^2 \leq 10^{-9}$ в диапазоне масс (2-8) МэВ. Более строгие ограничения следуют из космологии и астрофизики.

б) Радиаци. распад $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \gamma$ в теории ВГС его вероятность также пропорц. m_2 в 5-й степени:

$$\Gamma \approx \Gamma_0 (m_2)^5 \frac{27\alpha}{32\pi} \left(\frac{m_1}{m_W}\right)^4 |u_{21}|^2, \quad (16)$$

u_{21} — параметр смешивания, m_W и m_1 — массы W-бозона и заряд. лептона l . В модифициров. моделях с правыми ариж. токами и др. Γ , пропорц. m_2^2 и может оказаться значительно большей, чем в (16). Поиски радиаци. распада в реакторных экспериментах позволили поставить нижний предел: $\tau/m_2 \geq 20 \text{ с/эВ}$ (τ — время жизни Н.). Наиб. сильные ограничения дают астрофизика и космология. В частности, из наблюдений сверхновой 1987А получена величина отношения $\tau/m_2 \geq 8 \cdot 10^{14} \text{ с/эВ}$. Измерения спектра реликтовых фотонов, к-рый мог бы быть искажён γ -квантами от распада ν_2 , чувствительны к величине σ^2/m_2 , превышающим возраст Вселенной (σ^2 — энергия Н.).

в) Распад $\nu_2 \rightarrow \nu_1 \gamma \gamma$ может быть значительно быстрее предыдущего: его вероятность не содержит фактора $(m_1/m_W)^4$. Для этого распада справедливы те же ограничения, что и для одифотонного.

Кроме обсуждавшихся выше т. н. обнаруживаемых распад, могут быть «невидимые» распады: $\Gamma: \nu_2 \rightarrow \nu_1 + \bar{\nu}_1 + \nu_1 \rightarrow \nu_1 + \Gamma; \nu_2 \rightarrow \nu_1 + \phi$, где ϕ — лёгкая или безмассовая скалярная частица (напр., майорон). Этот распад может оказаться наиб. быстрым ($\Gamma \sim h^2 m_2^2 / 16l$, где h — константа связи Н. с ϕ), и устраняет космологич. ограничение (11) на массы Н.

О спектре масс Н. Возможное объяснение малости масс Н. по сравнению с массами заряд. частиц из соответствующих поколений фермионов предложили М. Гелл-Манн (М. Gell-Mann), П. Рамон (P. Ramond), Р. Слэнский (R. Slansky) и Т. Янагида (T. Yanagida) в 1980. Неравенство (9) объясняется тем, что Н. — единств. частица из поколения фермионов, у к-рой все сохраняющиеся заряды равны нулю: $Q_T = Q_C = 0$, поэтому только Н. может иметь кроме дираковской массы майорановские массовые члены. На основании этого было получено соотношение: $m(\nu_i) = m_D^i / m_A$, где m_D — типичная дираковская масса для данного поколения фермионов, m_A — майорановская масса правой компоненты Н., и раз много больше m_D и, возможно, соизмерима с наиб. масштабом масс в теории, напр. с масштабом великого объединения.

Существование конечных масс у Н. в конкретных калибровочных теориях, аз исключением мнн. вариантов $SU_2 \times U(1)$ и SU_3 , представляется практически неизбежным.

Лит.: 1) Па у и В. К старой и новой истории нейтрино, пер. с нем., в кн.: Теоретическая физика XX в., М., 1982; 2) Гонтерков Б. М., Страници развития нейтринной физики, «УФН», 1983, т. 141, с. 675; 3) Аля х и я н о в А. И., Слабые взаимодействия, М.: Мир, 1982; 4) М а р т о н о в М. А., 1960; 4) Л е н д ж. Нейтрино, пер. с англ., М.: 1960; 5) Р и ч е р с Ф. С о в а С. L. Jr., Detection of the free neutrino, «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 836; 6) Д а н е с Ф. К о у з н Р. Л. м. Нейтрино, пер. с англ., «УФН», 1957, т. 62, с. 391; 7) М а р т о н о в М. А., Нейтрино, М., 1964; 8) Д а н б а р г С. Observation of high energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos, «Phys. Rev. Lett.», 1962, v. 9, p. 36; 9) Ф е й б е р г Д. ж., Л е н д ж. и К о л л. М., Массы и свойства нейтрино, в кн.: Нейтрино, пер. с англ., М.: 1970; 6) Р е й Г. М. L., Properties of anomalous ea events produced in e^+e^- annihilation, «Phys. Lett.», 1976, v. 83B, p. 466; 7) А з и м о в Е. С., Ф р а н к ф у р т Л. Л. О с в. В. А., Новая частица в е⁺е⁻ аннигиляции типичный лептон ν_e , «УФН», 1978, т. 124, с. 45; 7) К о з л о в В. С. и др., Об оценке масс ν_e по спектру β -распада трития в вакууме, пер. с англ., «Ядерная физика», 1980, т. 32, с. 301; 8) Г е р ш т е й н С. С., З е л ь д о в и ч Я. В., Массы нулевого нейтрино и космология, «УФН», 1978, т. 124, с. 385; 13) Б и л е н к и И. С. М., П о л и н о в А. И., Б о р о в о в А. А., Нейтринные эксперименты на реакторах, «ЭЧАЯ», 1980, т. 11, с. 92; 12) Е р м о л о в Л. Ф., М у х и н А. И., Нейтринные эксперименты при высоких энергиях, «УФН», 1978, т. 124, с. 385; 13) Б и л е н к и И. С. М., П о л и н о в А. И., Б о р о в о в В. М., Смешивание лептонов и осцилляции нейтрино,

УФН, 1977, т. 423, с. 181; Vilenky S.M., Petcov S. T., Massive neutrinos and neutrino oscillations, *Sov. Mod. Phys.*, 1987, т. 59, p. 671. Г. Т. Зацепин, А. Ю. Смирнов. НЕЙТРОН (n) (от лат. neuter — ни тот, ни другой) — элементарная частица с нулевым электрич. зарядом и массой, незначительно большей массы протона. Наряду с протоном под общим назв. нуклонов входит в состав атомных ядер. Н. имеет спин $1/2$ и, следовательно, подчиняется Ферми — Дирака статистике (является фермионом). Принадлежит к семейству адронов; обладает барьонным числом $B = 1$, т. е. входит в группу барьонов.

Открыт в 1932 Дж. Чедвиком (J. Chadwick), показавшим, что жесткое проникающее излучение, возникающее при бомбардировке ядер бериллия α -частицами, состоит из электрически нейтральных частиц с массой, примерно равной протону. В 1932 Д. Д. Иваненко и В. Гейзенберг (W. Heisenberg) выдвинули гипотезу о том, что атомные ядра состоят из протонов и Н. В отличие от заряж. частиц, Н. легко проникает в ядра при любой энергии и с большой вероятностью вызывает ядерные реакции захвата (n, α), (n, β), (n, p), если баланс энергии в реакции положительный. Вероятность эвентризм. ядерной реакции увеличивается при замедлении Н. обратно пропорц. его скорости. Увеличение вероятности реакций захвата Н. при их замедлении в водородсодержащих средах было обнаружено Э. Ферми (E. Fermi) с сотрудниками в 1934. Способность Н. вызывать деление тяжёлых ядер, открытая О. Ганом (O. Hahn) и Ф. Штрассманом (F. Strassman) в 1938 (см. Деление ядер), послужила основой для создания ядерного оружия и ядерной энергетики. Своеобразие взаимодействия с веществом медленных Н., имеюших де-Бройлевскую длину волны порядка атомных расстояний (резонансные эффекты, дифракция и т. д.), служит основой широкого использования нейтронов пучков в физике твёрдого тела. (Классификация Н. по энергиям — быстрые, медленные, тепловые, холодные, ультрахолодные — см. в ст. Нейтронная физика.)

В свободном состоянии Н. нестабилен — испытывает β -распад; $n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e$; его время жизни $\tau_n = 898(14)$ с. (гравитационная энергия спектра электронов 782 кэВ (см. Бета-распад нейтрона)). В связанном состоянии в составе стабильных ядер Н. стабилен (по экстрем. оценкам, его время жизни превышает 10^{22} лет). По астр. оценкам, 15% видимого вещества Вселенной представлено Н., входящими в состав ядер ^4He . Н. является осн. компонентой нейтронных звезд. Свободные Н. в природе образуются в ядерных реакциях, вызываемых α -частицами радиоактивного распада, космическими лучами и в результате спонтанного либо вынужденного деления тяжёлых ядер. Искусств. источники Н. служат ядерные реакторы, ядерные взрывы, ускорители протонов (на ср. энергии) и электронов с мишенями из тяжёлых элементов. Источники монохроматических пучков Н. с энергией 14 МэВ являются низкоэнергетич. ускорители дейтронов с тритиевой или литиевой мишенью, а в будущем интенсивными источниками таких Н. могут оказаться термоядерные установки УТС. (См. Нейтронные источники.)

Основные характеристики Н.

Масса Н. $m_n = 939,5734(27)$ МэВ/ $c^2 = 1,008664987(34)$ ат. ед. массы $\approx 1,675 \cdot 10^{-24}$ г. Равность масс Н. и протона измерена с наиб. точностью из энергетич. баланса реакции захвата Н. протоном: $n + p \rightarrow d + \gamma$ (энергия γ -кванта $\epsilon_\gamma = 2,22$ МэВ), $m_n - m_p = 1,293323(16)$ МэВ/ c^2 .

Электрич. заряд $Q_n = 0$. Наиболее точные прямые измерения Q_n выполнены по отклонению нуклонов холодных либо ультрахолодных Н. в электростатич. поле: $Q_n \leq 3 \cdot 10^{-21} e$ (e — заряд электрона). Косм. данные по электрич. нейтральности макроскопич. кол-ва газа дают $Q_n \leq 2 \cdot 10^{-22} e$.

Спин Н. $J_n = 1/2$ был определен из прямых опытов по расщеплению нукла Н. в неоднородном магн. поле

на две компоненты [в общем случае число компонент равно $(2J + 1)$].

Внутренняя чётность Н. положительная. Изотопический спин $I = 1/2$, при этом проекция изотопич. спина Н. $I_3 = -1/2$. В рамках $SU(3)$ -симметрии Н. входит в октет барьонов (см. Унитарная симметрия).

Магнитный момент Н. Несмотря на электрич. нейтральность Н., его магн. момент существенно отличен от нуля: $\mu_n = -1,91304184(88)\mu_p$, где $\mu_p = e\hbar/2m_p c$ — ядерный магнетон (m_p — масса протона); знак магн. момента определяется относительно направления его спина. Совпадение магн. моментов протона ($\mu_p = 2,7928456$) и Н. позволило высказать гипотезу о роли π -мезонного окружения (шубы) голубого нуклона в формировании структуры нуклона. Соотношение μ_p и μ_n ($\mu_p/\mu_n \approx -3/2$) может быть объяснено в рамках представлений о кварковой структуре нуклонов (см. ниже). Наиб. точно μ_n измерен сравнением с μ_p методом ядерного магнитного резонанса на пучке холодных Н.

Электрич. дипольный момент Н. Динамический, т. е. индуцированный, дипольный момент Н. может возникать в сильном электрич. поле, напр. при рассеянии Н. на тяжёлом ядре, либо при рассеянии γ -квантов на дейтроне. Изменение энергии частицы в электрич. поле определяется соотношением $\Delta \epsilon = -(\alpha_0/2) \cdot E^2$, где α_0 — поляризуемость частицы, E — напряжённость поля. Эксперименты дают оценки $\alpha_0 \leq 10^{-44}$ см³ (принята система единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$).

Статич. электрич. дипольный момент (ЭДМ) элементарной частицы должен быть тождественно равен нулю, если взаимодействия, к-рые она испытывает, инвариантны относительно обращения времени (T -инвариантны). ЭДМ отличен от нуля, если T -инвариантность нарушена, что, согласно теореме CPT (т. е. инвариантности относительно совместного произведения зарядового сопряжения, пространственной инверсии и обращения времени), эквивалентно нарушению CP -инвариантности. Хотя нарушение CP -инвариантности было обнаружено ещё в 1964 в распаде K_L^0 -мезона, до сих пор CP -нейнвариантные эффекты для др. частиц (или систем) не наблюдались. В совр. объединённых каллибровочных теориях элементарных частиц нарушение T (или CP)-инвариантности может иметь место в электрослабом взаимодействии, хотя величина эффекта крайне мала. Разл. модели нарушения CP -инвариантности предсказывают величину ЭДМ Н. на уровне $(10^{-24} - 10^{-29})$ е.с.м. Из-за своей электрч. нейтральности Н. — весьма удобный объект для поисков CP -нейнвариантности. Наб. чувствительный и надёжный метод — метод ЯМР с электрич. полем, наложенным на магн. поле. Изменение направления электрич. поля при сохранении всех остальных характеристик резонансного спектрометра ЯМР вызывает смещение частоты ЯМР на величину $\Delta\nu = -4dE$, где d — ЭДМ. Для $d \sim 10^{-28}$ е.с.м $\Delta\nu \sim 10^{-8}$ Гц. Используя метод удержания ультрахолодных Н. в ЯМР-спектрометре, удастся достичь такой чувствительности. Полученное наиб. точное ограничение на ЭДМ Н.: $d_n \leq 2 \cdot 10^{-28}$ е.с.м.

Структура Н.

Н. наряду с протоном принадлежит к легчайшим барьонам. По совр. представлениям, он состоит из трёх легчайших валентных кварков (двух d -кварков и одного u -кварка) трёх цветов, образующих бесцветную комбинацию. Кроме валентных кварков и связывающих их глюонов нуклон содержит «море» виртуальных пар кварк — антикварк, в т. ч. тяжёлых (странных, очарованных и т. д.). Квантовые числа Н. целиком определяются набором валентных кварков, а пространств. структура — динамической взаимодействием кварков и глюонов. Особенностью этого взаимодействия является рост эфф. константы взаимодействия (эффеkтивного

заряда) с увеличением расстояния, так что размер области взаимодействия ограничен областью т. н. кофайнмента кварков — областью невышлета цветовых объектов, радиус которой $\sim 10^{-13}$ см (см. *Удержание цвета*).

Последоват. описание структуры адронов на основе совр. теории сильного взаимодействия — *квантовой хромодинамики* — пока встречает теоретич. трудности, однако для мн. задач вполне удовлетворит. результаты даёт описание взаимодействия нуклонов, представляемых как элементарные объекты, посредством обмена мезонами. Эксперим. исследование пространств. структуры Н. выполняется с помощью рассеяния высокоэнергичных лептонов (электронов, мюонов, нейтрино, расматриваемых в совр. теории как точечные частицы) на дейтронах. Вклад рассеяния на протоне измеряется в отд. эксперименте и может быть вычтен с помощью определ. вычислит. процедуры.

Упругое и квазиупругое (с расщеплением дейтрона) рассеяние электронов на дейтроне позволяет найти распределение плотности эл. зарядов, заряда и магн. момента Н. (*формфактор* Н.). Согласно эксперименту, распределение плотности магн. момента Н. с точностью порядка неск. процентов совпадает с распределением плотности эл. зарядов, заряда протона и имеет среднеквадратичный радиус $\sim 0,8 \cdot 10^{-13}$ см (0,8 Ф). Магн. формфактор Н. довольно хорошо описывается т. в. дипольной ф-лой $G_{Mn} = \mu_n(1 + q^2/0,71)^{-2}$, где q^2 — квадрат переданного импульса в единицах (ГэВ/c)².

Более сложен вопрос о величине эл. зарядов. (зарядового) формфактора Н. G_{En} . Из экспериментов по рассеянию на дейтроне можно сделать заключение, что $G_{En}(q^2) \leq 0,1$ в интервале квадратов переданных импульсов $(0-1)$ (ГэВ/c)². При $q^2 \rightarrow 0$ вследствие равенства нулю эл. зарядов Н. $G_{En} \rightarrow 0$, однако экспериментально можно определить $\partial G_{En}(q^2)/\partial q^2|_{q^2=0}$. Эта величина наб. точно находится из измерения *длины* рассеяния Н. на эл. нейтронной обложке тяжёлых атомов. Осн. часть такого взаимодействия определяется магн. моментом Н. Наб. точные эксперименты дают длину пер-рассеяния $a_{pe} = -1,378(18) \cdot 10^{-16}$ см, что отличается от расчётной, определяемой магн. моментом Н.: $a_{pe} = -1,468 \cdot 10^{-16}$ см. Разность этих значений даёт среднеквадратичный эл. заряд, радиус Н. $\langle r_{en}^2 \rangle = 0,088(12)$ Ф или $\partial G_{En}(q^2)/\partial q^2|_{q^2=0} = -0,02$ Ф². Эти цифр. нельзя рассматривать как окончательные из-за большого разброса данных разл. экспериментов, превышающих приводимые ошибки.

В *глубоко неупругом* процессе рассеяния (взаимодействия с рождением многих вторичных адронов, преим. пионов) налетающая точечная частица (лептон) взаимодействует непосредственно с точечными компонентами нуклона — кварками. Кварковый состав Н. (*ddu*) наб. галдяно выявляется в экспериментах с взаимодействием нейтрино и антинейтрино высоких энергий с протонной и нейтронной (в составе дейтрона) мишенями. Напр., полное сечение σ реакции $\nu_p \rightarrow \mu^- X$ (где X — совокупность адронов) примерно в два раза больше полного сечения реакции $\nu_p \rightarrow \mu^- X$, поскольку ν_p взаимодействует только с *d*-кварком [кварковый состав протона (*uud*)]. Аналогично $\sigma(\bar{\nu}_p) \approx 2\sigma(\bar{\nu}_n)$. Поправки к этим простым соотношениям полных сечений связаны в осн. с наличием «моря» виртуальных пар кварк — антикварк.

Взаимодействие Н.

Сильное взаимодействие Н. с нуклонами. Следствием изотопич. инвариантности является равенство сечений нейтрон-нейтронного и протон-протонного взаимодействия, если в последнем случае учесть вклад кулоновского взаимодействия. На кварк-глюонном уровне изотопич. симметрия является следствием малой разности масс *d*- и *u*-кварков (при малости самой массы кварков). Этим же объясняется малость разности масс про-

тона и Н., а также величина и знак этой разности (*d*-кварк тяжелее *u*-кварка).

При низких энергиях (до 15 МэВ) рассеяние Н. на протоне изотропно в системе центра масс, т. е. взаимодействие определяется в осн. *S*-волной (отгосит. движением с орбит. моментом $L = 0$). Для *S*-волнового взаимодействия сечение рассеяния может быть охарактеризовано двумя параметрами — эфф. радиусом потенциала взаимодействия и длиной рассеяния. Занисмостью от отнosit. направления силов Н. и протона удаваает число параметров, т. к. длины рассеяния для синглетного (полный спин системы 0) и триплетного (полный спин 1) состояний различны (отличаются в неск. раз). Совр. значения длины рассеяния и эфф. радиусов (в Ф): $a_1 = 5,39(3)$, $a_2 = -23,74(9)$; $r_{01} = 1,70(3)$, $r_{02} = 2,67(3)$. Параметры пр-рассеяния не могут быть непосредственно сопоставлены с пр- и пп-рассеянием, поскольку системы пр и пп в соответствии с *Паули принципом* не могут находиться в триплетном состоянии. Синглетная длина пр-рассеяния равна: $a_{pp} = -7,815(8)$ Ф, $r_0 = 2,758$ Ф. Расчёт кулоновского вклада в a_{pp} позволяет получить чисто ядерную длину пр-рассеяния a_{pp}^* , *k*-рая оказывается равной $-17,25$ Ф. Согласно изотопич. инвариантности, $a_{pn}^* = a_{np}^*$. Определение параметров пп-рассеяния — сложная проблема, т. к. прямое взаимодействие свободных Н. до сих пор не наблюдалось из-за трудности эксперимента. Предложено неск. вариантов эксперимента по поиску прямого пр-рассеяния в пучках высокопоточных импульсных или стационарных реакторов.

Наиб. определённые сведения об a_{nn} получены при исследовании реакции $n-d \rightarrow 2n$; $a_{nn} = -18,45(46)$ Ф, и реакции $nd \rightarrow 2n$: $a_{nn} = -16,73(45)$ Ф. Расхождение результатов связано с неоднозначностью процедуры экстраполяции к нулевой энергии Н. и недостаточным описанием дейтрона. Сравнения a_{nn} и a_{pp} можно заключить, что изотопич. инвариантность соблюдается, хотя эксперим. точность недостаточна.

На раннем этапе развития ядерной физики большую роль для понимания свойств ядерных сил сыграли осн. характеристики дейтрона. Дейтрон является связанным триплетным состоянием пр с энергией связи $-2,224$ МэВ. Синглетное состояние пр имеет положит. энергию связи 64 кэВ и является резонансом. Др. резонансов и связанных состояний в области низких энергий в пр-системе нет. Эти два параметра позволяют определить потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия и радиус ядерных сил. Наличие у дейтрона квадратного эл. зарядов. момента $Q = 2,859 \cdot 10^{-27}$ см² приводит к выводу о существовании теоретич. ядерных сил.

Радиач. захват Н. протоном, $pr \rightarrow \gamma d$, является простейшей ядерной реакцией. Сечение захвата при малых энергиях Н. зависит от скорости Н. как $1/v$. Для тепловых Н. ($\sigma \lambda = 1,73A$) $\sigma_{pr} = 0,314$ бар.

Изотопич. инвариантность ядерных сил и известная энергия связи синглетного пр-состояния позволяют обосновать отсутствие связанного пп-состояния (дидейтрона). Эксперим. поиски такого состояния в реакциях типа $A + B \rightarrow C + 2n$ подтверждают этот вывод: сечение образования дидейтрона $\leq 10^{-29}$ см². Не найдены также связанные состояния трёх и четырёх Н. Для большого числа Н. существование связанных состояний не исключено, хотя вероятность их образования в исследованных ядерных реакциях должна быть крайне мала.

При больших энергиях нуклон-нуклонного взаимодействия его характер меняется. При энергиях падающих нуклонов (200—400) МэВ, соответствующих их сближению на расстояния $\sim 0,3$ Ф, во взаимодействии проявляются отталкиват. силы. Это явление обычно сопоставляется с существованием жёсткой отталкивающей сердечины (*ко́ра*) у нуклонов и приписывается доминирующей роли на малых расстояниях обмена тя-

жельми векторными мезонами, напр. ω -мезонами. Такое объяснение не единственно возможно. В модели «кварковых мезонов» (см. *Кварковые модели*) это же явление объясняется сличием на малых расстояниях двух нуклонов в один шестикварковый мезон, свойства к-рого качественно отличаются от свойств индивидуальных нуклонов, что приводит к тому, что экспериментально не наблюдаются два индивидуальных нуклона на малых расстояниях.

При более высоких энергиях взаимодействия становится существенно неупругими и сопровождаются множеств. рождением л-мезонов и более тяжёлых частиц (см. *Множественные процессы*). Свойства кварков и глюонов при этом играют определяющую роль в динамике взаимодействия, вызывая образование струй вторичных адронов (см. *Струя адронная*) и др.

Взаимодействие Н. с ядрами и с веществом. Как и при взаимодействии с протоном, взаимодействие Н. с ядрами описывается достаточно короткодействующими силами по сравнению с де-бройлевской длиной волны Н. Для малых энергий σ_n взаимодействие описывается длиной рассеяния и радиусом потенц. ямы. Отсутствие барьера для проникновения Н. в ядро приводит к тому, что для Н. малой энергии значит. роль играет канал реакции, идущий через образование *составного ядра* (компаунд-ядра). Нейтронные резонансы, определяемые состояниями компаунд-ядра при т. н. резонансных энергиях Н., хорошо разделяются (см. *Нейтронная спектроскопия*). При $\sigma_n \sim (0,1-1)$ МаВ в средних и тяжёлых ядрах резонансы перекрываются и поведение сечения описывается статистически. Феноменологически поведение сечения взаимодействия Н. с ядрами описывается силовыми ф-циями s, p, d нейтронных резонансов с характерными флуктуациями. При более высоких энергиях феноменологич. описание усреднённых сечений достигается при помощи *оптической модели ядра*. Взаимодействие Н. большой энергии с ядрами сходно с взаимодействием протонов с ядрами.

Для медленных Н. определяющими становятся его волновые свойства, когерентное взаимодействие с упорядоченными конденсир. средами, Н. с длиной волны, близкой к межатомным расстояниям, являются важнейшим средством исследования структуры твёрдых тел и динамики возбуждения в них. Наличие у Н. маяг. момента делает пучки поларизов. Н. чрезвычайно чувствит. инструментом для исследования распределения намагничённости в веществе (см. *Нейтроннография*).

Особенностью взаимодействия Н. с большинством ядер является положит. длина рассеяния, что приводит к коэф. преломления < 1 . Благодаря этому Н., падающие из вакуума на границу вещества, могут испытывать полное внутр. отражение. При скорости $v < (5-8)$ м/с (ультрахолодные Н.) Н. испытывают полное отражение от границы с углеродом, никелем, бериллием и др. при любом угле падения и могут удерживаться в замкнутых объёмах. Это свойство ультрахолодных Н. широко используется в экспериментах (напр., для поиска ЭДМ Н.) и позволяет реализовать нейтронноопт. устройства (см. *Нейтронная оптика*).

Н. и слабое (электрослабое) взаимодействие. Важным источником сведений об электрослабом взаимодействии является β -распад свободного Н. $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$. На кварковом уровне этот процесс соответствует переходу $d \rightarrow u + e + \bar{\nu}_e$. Обратный процесс взаимодействия электронного антинейтрино с протоном, $\bar{\nu}_e p \rightarrow e + p$, наз. обратным β -распадом. К этому же классу процессов относится *электронный захват*, имеющий место в ядрах, $e + p \rightarrow n + \nu_e$.

Распад свободного Н. с учётом кинематич. параметров описывается двумя константами — векторной G_V , являющейся вследствие *векторного тока сохранения* универс. константой слабого взаимодействия,

и аксиально-векторной G_A , величина к-рой определяется динамикой сильно взаимодействующих компонент нуклона — кварков и глюонов. Волновые ф-ции начального Н. и конечного протона и матричный элемент перехода $p \rightarrow n$ благодаря изотопич. инвариантности вычисляются достаточно точно. Вследствие этого вычисление констант G_V и G_A из распада свободного Н. (в отличие от вычислений из β -распада ядер) не связано с учётом ядерно-структурных факторов.

Время жизни Н. без учёта нек-рых поправок равно: $\tau_n = k(G_V^2 + 3G_A^2)^{-1}$, где k включает кинематич. факторы и зависящие от граничной энергии β -распада кулоновские поправки и *радиационные поправки*.

Вероятность распада поляризов. Н. со спином S , энергиями и импульсами электрона и антинейтрино σ_{e, ν_e} и p_e, p_{ν_e} в общем виде описывается выражением:

$$w \sim \left(1 + \alpha \frac{p_e p_{\nu_e}}{E_e E_{\nu_e}} + \frac{1}{|s|} \left(A \frac{p_e p_{\nu_e}}{E_e E_{\nu_e}} + B \frac{p_e p_{\nu_e}}{E_e E_{\nu_e}} + D \left[\frac{p_e p_{\nu_e}}{E_e E_{\nu_e}} \right] \right) \right).$$

Коэф. корреляции α, A, B, D могут быть представлены в виде ф-ции от параметра $a = (G_A/G_V) \exp(i\varphi)$. Фаза φ отлична от нуля или л, если Т-инвариантность нарушена. В табл. приведены эксперим. значения для этих коэф. и вытекающие из них значения a и φ .

τ_n	α	A	B	D
898(14) с	-0,1070(51)	-0,114(53)	0,005(35)	$2,2(3) \cdot 10^{-4}$
a	1,259(17)	1,261(12)	—	—
φ	—	—	—	179,71(39)°

Имеется заметное отличие данных разл. экспериментов для τ_n , достигающее неск. процентов.

Описание электрослабого взаимодействия с участием Н. при более высоких энергиях гораздо сложнее из-за необходимости учитывать структуру нуклонов. Напр., μ -захват, $\mu^+ \rightarrow \nu_\mu + e$, описывается по крайней мере удвоенным числом констант. Н. испытывает также электрослабое взаимодействие с др. адронами без участия лептонов. К таким процессам относятся следующие.

1) Распады гиперонов $\Lambda \rightarrow p + \pi^0, \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0, \Sigma^- \rightarrow p + \pi^-$ и т. д. Приведённая вероятность этих распадов в неск. раз меньше, чем у нестранных частиц, что описывается введением угла Кабиббо (см. *Кабиббо угол*).

2) Слабое взаимодействие $p - n$ или $n - p$, к-рое проявляется как идерные силы, не сохраняющие странности *чётность*. Обычная величина обусловленных ими эффектов порядка $10^{-8}-10^{-7}$.

Взаимодействие Н. со средними и тяжёлыми ядрами имеет ряд особенностей, приводящих в нек-рых случаях к значит. усилению эффектов *несохранения чётности в ядрах*. Один из таких эффектов — отност. разность сечения поглощения Н. с поларизацией по направлению распространения и против него, к-рая в случае ядра ^{139}La равна 7% при $\sigma_n = 1,33$ эВ, соответствующей р-волновому нейтронному резонансу. Причиной усиления является сочетание малой энергии, ширины состояний компаунд-ядра и большой плотности уровней с противоположной чётностью у этого компаунд-ядра, обеспечивающей на 2-3 порядка большее смешивание компонент с разной чётностью, чем у низколежащих состояний ядер. В результате ряд эффектов: асимметрия испускания u -квартов относительно спина захватываемого поляризов. Н. в реакции (p, ν) , асимметрия вылета заряж. частиц при распаде компаунд-состояний в реакции (n, p) или асимметрия вылета лёгкого (или тяжёлого) осколка деления в реакции (n, f) . Асимметрии имеют величину $10^{-4}-10^{-3}$ при энергиях тепловых Н. В р-волновых нейтронных резонансах реализуется дополнит. усиление, связанное с подавленностью вероятности образования сохраняющей чётность компоненты этого компаунд-состояния (из-за малой нейтронной ширины

p -резонанса) по отношению к примесной компоненте с противоположной чёткостью, являющейся s -резонансом. Именно сочетание неск. факторов усиления позволяет крайне слабую эффекту проявляться с величинами, характерной для ядерного взаимодействия.

Взаимодействия с нарушением барионного числа. Теоретич. модели *великого объединения и суперобъединения* предсказывают нестабильность барионов — их распад в лептоны и мезоны. Эти распады могут быть заметны только для легчайших барионов — p и n , входящих в состав атомных ядер. Для взаимодействия с изменением барионного числа на 1, $\Delta B = 1$, можно было бы ожидать превращения n типа: $n \rightarrow e^+ \pi^-$, $n \rightarrow \mu^+ \pi^-$, или превращения с испусканием странных мезонов. Поиски такого рода процессов производились в экспериментах с применением подземных детекторов с массой в неск. тысяч тонн. На основании этих экспериментов можно сделать заключение, что время распада n с нарушением барионного числа составляет более 10^{22} лет.

Др. возможный тип взаимодействия с $\Delta B = 2$ может проявиться к явлению взаимопревращения n и *актинейтронов* в вакууме, т. е. к осцилляции $n \leftrightarrow \bar{n}$. В отсутствие внеш. полей или при их малой величине состояния n и антинейтрона вырождены, поскольку массы их одинаковы, поэтому даже сверхслабое взаимодействие может их перемешивать. Критерием малости внеш. полей является малость энергии взаимодействия магн. момента n с магн. полем (n и \bar{n} имеют противоположные по знаку магн. моменты) по сравнению с энергией, определяемой временем T наблюдения n (согласно соотношению неопределённости), $\Delta E \leq \hbar T^{-1}$. При наблюдении рождения антинейтронов в пучке n от реактора или др. источника T есть время пролёта n до детектора. Число антинейтронов в пучке растёт с ростом времени пролёта квадратично: $N_{\bar{n}}/N_n \sim (T/\tau_{osc})^2$, где τ_{osc} — время осцилляции.

Прямые эксперименты по наблюдению рождения \bar{n} в пучках холодных n от высокопоточного реактора дают ограничение $\tau_{osc} > 10^7$ с. В готтовских экспериментах можно ожидать увеличения чувствительности до уровня $\tau_{osc} \sim 10^8$ с. Ограничивающими обстоятельствами являются макс. интенсивность пучков n , и имитация выведенный англизаций антинейтронов в детекторе космич. лучами.

Др. метод наблюдения осцилляций $n \leftrightarrow \bar{n}$ — наблюдение англизаций антинейтронов, к-рые могут образовываться в стабильных ядрах. При этом из-за большого отличия энергий взаимодействий возникающего антинейтрона в ядре от энергии связи n , эфф. время наблюдения становится $\sim 10^{-22}$ с, но большое число наблюдаемых ядер ($\sim 10^{23}$) частично компенсирует уменьшение чувствительности по сравнению с экспериментом на пучках n . Из данных подземных экспериментов по поиску распада протона об отсутствии событий с энерговыведением ~ 2 ГэВ можно заключить с нек-рой неопределённостью, анисаящей от незнания точного вида взаимодействия антинейтрона внутри ядра, что $\tau_{osc} > (1-3) \cdot 10^7$ с. Существование повышения предела τ_{osc} в этих экспериментах затруднено фоном, обусловленным взаимодействием космич. нейтрино с ядрами в подземных детекторах.

Следует отметить, что поиска распада нуклона с $\Delta B = 1$ и поиски $n\bar{n}$ -осцилляций являются независимыми экспериментами, т. к. выявляются принципиально разл. видами взаимодействия.

Гравитационное взаимодействие n . Нейтрон — одна из немногих элементарных частиц, падение к-рой в гравитат. поле Земли можно наблюдать экспериментально. Прямое измерение ускорения свободного падения для n , выполнено с точностью 0,3% и не отличается от макроскопического. Актуальным остаётся вопрос о наблюдении эквивалентности принципа (равенства инертной и гравитат. масс) для n и протонов.

Самые точные эксперименты выполнены методом Эшведа для тел, имеющих разные ср. значения отношения A/Z , где A — ат. номер, Z — заряд ядер (в ед. элементарного заряда e). Из этих опытов следует одинаковость ускорения свободного падения для n и протонов на уровне $2 \cdot 10^{-9}$, а равенство гравитат. и инертной масс на уровне $\sim 10^{-12}$.

Гравитат. ускорение и замедление широко используются в опытах с ультрахолодными n . Применение гравитат. рефрактометра для холодных и ультрахолодных n позволяет с большой точностью измерять длины когерентного рассеяния n на веществе.

Н. в космологии и астрофизике

Согласно совр. представлениям, в модели Горячей Вселенной (см. *Горячая Вселенная теория*) образование барионов, в т. ч. протонов и n , происходит в первые минуты жизни Вселенной. В дальнейшем некр-я часть n , не успевших распасться, захватывается протонами с образованием ${}^4\text{He}$. Соотношение водорода и ${}^4\text{He}$ при этом составляет по массе 70% к 30%. При формировании звёзд и их эволюции происходит дальнейший *нуклеосинтез*, вплоть до ядер железа. Образование более тяжёлых ядер происходит в результате взрывов сверхновых с рождением нейтронных звёзд, создающих возможность последоват. захвата n . дуклами. При этом комбинация т. н. s -процесса — медленного захвата n с β -распадом между последовательными захватами и r -процесса — быстрого последоват. захвата при взрывах звёзд в осн. может объяснить наблюдаемую распространённость элементов в космич. объектах.

В первичной компоненте космич. лучей n , из-за своей нестабильности вероятно отсутствуют. Н., образующиеся у поверхности Земли, диффундирующие в космич. пространство и распадаются там, по-видимому, вносят вклад в формирование электронной и протонной компоненты *радиационных поясов* Земли.

Лит.: Гуревич И. С., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1945; Ален С. и др. в Ю. А., Фундаментальные свойства нейтрона, 2 изд., М., 1982.

В. М. Лобачев

НЕЙТРОНИЗАЦИЯ ВЕЩЕСТВА — превращение протонов, входящих в состав вещества звёзд, в нейтроны на заключит. стадиях эволюции звёзд. Молодые звёзды состоят в основном из водорода с лобавкой гелия и малой примесью более тяжёлых хим. элементов, поэтому в начале термоядерной эволюции звёзд все нейтроны в звёздном веществе связаны в атомных ядрах и их суммарное число невелико (на 6 протонов в среднем приходится ок. 1 нейтрона). В конце эволюции кол-во нейтронов резко возрастает, на что указывает существование *нейтронных звёзд* — одного из продуктов звёздной эволюции.

После завершения водородных термоядерных реакций (см. *Водородный цикл и Углеродно-азотный цикл*), в результате к-рых водород в центр. области звезды полностью превращается в гелий, нейтроны и протоны в звёздном веществе становятся примерно поровну. Это обогащение звёздного вещества нейтронами не оказывает решающего влияния на строение звезды, главное здесь — выделение энергии в термоядерных реакциях синтеза гелия.

Однако на заключит. стадиях эволюции звёзд плотность вещества в их центр. областях сильно возрастает и электронный газ становится вырожденным (см. *Вырожденный газ*). Энергия вырожденных электронов достигает такой величины, что они уже могут, несмотря на энергетич. барьер, захватываться атомными ядрами. Начинаются процессы т. н. обратного *бета-распада*, посредством к-рых протоны превращаются внутри атомных ядер в нейтроны. Именно это процессе множеств. захвата электронов атомными ядрами, сопровождающийся испусканием нейтрино ν , наз. и *нейтронизация*.

Реакция захвата электронов e^- атомными ядрами (A, Z) (A — массовое число, Z — порядковый номер элемента) записывается в след. виде:

$$(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z-1) + \nu. \quad (1)$$

Энергетич. порог реакции (1) обычно велик, поэтому только при высоких плотностях вещества, характерных для конечных стадий эволюции звёзд, ферми-энергия \mathcal{E}_F электронов может превысить критич. величину \mathcal{E}_c — порог нейтронизации:

$$\mathcal{E}_F > \mathcal{E}_c = Q_{A,Z} - Q_{A,Z-1} + Q_n. \quad (2)$$

где \mathcal{E}_F — ферми-энергия без учёта энергии покоя электрона, $Q_{A,Z}$ — энергия связи ядра (A, Z), а $Q_n = (m_n - m_p - m_e) \cdot c^2 = 0,7825$ МэВ — энергия бета-распада нейтрона. При выполнении условия (2) реакция (1), в я-р-ую вступают электроны с энергией \mathcal{E}_e в интервале $\mathcal{E}_c < \mathcal{E}_e < \mathcal{E}_F$, оказывается энергетически выгодной: энергии системы уменьшается в каждом акте на величину $\mathcal{E}_e - \mathcal{E}_c$, уносимую электронным нейтрино. Продукт нейтронизации — радиоактивные ядра ($A, Z-1$); они устойчивы в вырожденном состоянии, поскольку их распад запрещён Паули принципом: все уровни с энергиями, меньшими \mathcal{E}_F , заняты, а энергии электронов в бета-распадах не превышают \mathcal{E}_c .

Пороги первых двух стадий нейтронизации для ряда атомных ядер, образующихся на последоват. стадиях термоядерной эволюции звёзд, рассчитанные по Ф-ле (2), представлены в табл. В 1-м и 5-м столбцах даны сокращённые записи реакций нейтронизации (опущены символы электрона и нейтрино). Характеристики электронного газа в момент начала Н. в. фиксируются условием $\mathcal{E}_F = \mathcal{E}_c$, из к-рого однозначно определяются критич. значения числа электронов в единице объёма N_e и электронного давления P_e (4-й столбец). В 3-м столбце приведена критич. плотность вещества при нейтронизации, вычисленная в предположении, что вещество состоит целиком из нейтронизуемого хим. элемента: $\rho_c = (A/Z)m_u N_e$ (m_u — атомная единица массы).

Пороги нейтронизации

Первая реакция нейтронизации	\mathcal{E}_c , МэВ	ρ_c , г/см ³	N_e , дин/см ³	Вторая реакция нейтронизации	\mathcal{E}_c , МэВ
¹ H → ⁰ n	0,782	1,22 · 10 ⁷	3,05 · 10 ¹⁴	—	—
² He → ³ He	0,0186	2,95 · 10 ⁶	1,41 · 10 ¹⁴	T → ³ He	9,26
³ He → ⁴ He	20,6	1,37 · 10 ¹¹	3,49 · 10 ¹⁴	³ He → ⁴ He	9,26
⁴ He → ³ He	13,4	3,90 · 10 ¹⁰	6,51 · 10 ¹⁴	¹² B → ¹¹ B	11,6
¹⁰ B → ¹¹ B	10,4	1,90 · 10 ¹⁰	2,50 · 10 ¹⁴	¹² N → ¹¹ C	8,01
¹⁰ C → ¹¹ B	7,03	6,22 · 10 ⁹	5,81 · 10 ¹⁴	¹² F → ¹¹ O	3,82
¹⁰ N → ¹¹ C	5,52	3,17 · 10 ⁹	2,25 · 10 ¹⁴	¹² Ne → ¹¹ Ne	2,47
¹¹ B → ¹⁰ B	4,8	2,76 · 10 ⁹	1,20 · 10 ¹⁴	¹¹ Al → ¹⁰ Mg	1,83
¹¹ Ca → ¹⁰ K	1,31	9,76 · 10 ⁷	1,93 · 10 ¹⁴	¹⁰ K → ¹⁰ Ar	7,51
¹² Fe → ¹¹ Mn	3,70	1,15 · 10 ⁸	5,28 · 10 ¹⁴	¹¹ Mn → ¹⁰ Cr	1,64

В случае достаточно медленного (квазистатистическо) сжатия число электронов в единице объёма N_e и давление электронов P_e остаются практически неизменными и равными их начальным значениям N_e и P_e , пока не исчерпается весь исходный хим. элемент. При этом устанавливается небольшое превышение \mathcal{E}_F над \mathcal{E}_c , такое, что уменьшение N_e в реакции (1) компенсируется его увеличением вследствие сжатия вещества. Отличие \mathcal{E}_F от \mathcal{E}_c тем меньше, чем медленнее сжатие, скорость к-рого определяется условиями гидростатич. равновесия звёзд; напр., в случае *блago* карлика притяж. сжатия могут быть потеря энергии посредством эл.-магн. и нейтринного излучений или увеличение его массы за счёт аккреции.

Зависимости ρ_c , \mathcal{E}_F и N_e от плотности медленно сжимающегося и нейтронизирующегося вещества имеют ступенчатый вид (рис.): пологие, почти горизонтальные, участки соответствуют протеканию реакции (1), а крутые подъёмы — врем. прекращению Н. в. до того мо-

мента, пока \mathcal{E}_F не достигнет нового, более высокого порога нейтронизации. Каждую пологую участку может соответствовать не одна, а неск. реакций типа (1). Это связано с тем, что порог нейтронизации ядра ($A, Z-1$) часто бывает меньше, чем у исходного ядра (A, Z). В результате за первой реакцией нейтронизации быстро следует вторая реакция и т. д., пока не образуется ядро (A, Z_n) с $Z_k < Z$ и порогом нейтронизации, большим, чем у ядра (A, Z). В отличие от первой реакции нейтронизации, для которой $\mathcal{E}_F \approx \mathcal{E}_c$, эти повторные реакции являются неравновесными (в термодинамич. смысле). В пик исчезают электроны с такими энергиями, что разность $\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_e$ в среднем составляет заметную долю от \mathcal{E}_F . Это вызывает неравновесную перестройку ферми-распределения электронов, сопровождающуюся выделением теплоты. Т. о., несмотря на то, что нейтрино уносит почти всю освобождённую энергию (за исключением ничтожно малой доли, передаваемой ядру в соответствии с законом сохранения импульса), нейтронизуемое вещество всё же нагревается. Такой источник теплоты учитывают, в частности, при расчётах теплового баланса белых карликов.

Конеч каждого пологого участка зависимостей ρ_c , N_e и \mathcal{E}_F от плотности отвечает полному превращению ядра (A, Z) в ядро (A, Z_n). При этом $\rho_k/\rho_c = Z/Z_k$ (равно $1/2$ для перехода $^{16}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Cr}$). Для промежуточных значений плотностей ($\rho_c < \rho < \rho_k$) вещество представляет собой смесь этих ядер.

Цепочка реакций (1) в конце концов приводит к образованию ядер, сильно перегруженных нейтронами. Как только ядро ($A, Z-1$) оказывается неустойчивым по отношению к испусканию нейтронов, Н. в. продолжается с выделением в каждом акте одного или неск. нейтронов:

$$(A, Z) + e^- \rightarrow (A-k, Z-1) + k\text{n} + \nu. \quad (3)$$

Яркий пример — нейтронизация гелия (табл.). Порог реакции (3) для ядер на границе нейтральной стабильности $\mathcal{E}_c \approx 25$ МэВ, чем соответствует критич. плотность Н. в. $\rho_c \approx 4 \cdot 10^{11}$ г/см³ (с учётом, что $A/Z = -3-4$). При дальнейшем повышении плотности Н. в. вступает в конечную фазу: в смеси из свободных нейтронов и предельно перегруженных нейтронами ядер равновесие сдвигается с ростом плотности в сторону преобладания нейтронов. Переход к ядерным плотностям можно считать концом процесса Н. в.

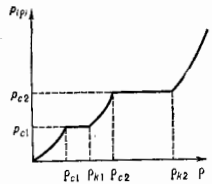
Приведённое выше описание Н. в. относится к основному к вырожденному веществу при темп-ре $T \ll \mathcal{E}_F/k$. При рассмотрении нейтронизации вещество можно считать холодным, если дополнительно $T \ll \mathcal{E}_F - \mathcal{E}_c$. Эти неравенства могут нарушаться на конечных стадиях эволюции массивных звёзд и в процессе *гравитационного коллапса*, когда звёздное вещество оказывается относительно горячим. Нейтронизация горячего вещества обладает рядом особенностей. Во-первых, становится возможным бета-распад:

$$(A, Z-1) \rightarrow (A, Z) + e^- + \bar{\nu}. \quad (4)$$

Во-вторых, появляются позитроны, и, хотя их концентрация невелика, реакция

$$e^+ + (A, Z-1) \rightarrow (A, Z) + \bar{\nu} \quad (5)$$

обычно оказывается эффективнее реакции (4). В третьих, при темп-рах, превышающих $\sim 5 \cdot 10^9$ К, ядерные



Зависимость P от плотности (*схематическая*) давления ρ при нейтронизации холодного звёздного вещества.

реакции становится столь быстрыми, что устанавливаются условия определённые концентрации разл. атомных ядер, а именно только от темп-ры, плотности и соотношения между полными числами нейтронов и протонов в системе (с учётом как свободных, так и связанных в ядрах). Это последнее соотношение регулируется реакциями (1), (4) и (5). В них участвуют ядра как в основном, так и в возбуждённых состояниях, а также свободные нейтроны и протоны. Появление новых нейтронов в реакции (1) компенсируется их исчезновением в реакциях (4) и (5) — устанавливается т. н. кинетическое равновесие бета-процессов. С увеличением плотности равновесие сдвигается в сторону преобладания нейтронов.

Н. в. необходимо учитывать при описании строения и устойчивости звёзд на конечных стадиях их эволюции, при исследовании динамики образования нейтронных звёзд и чёрных дыр и при рассмотрении ряда вопросов, касающихся происхождения хим. элементов.

Лит.: Шапиро С., Тьюколски С., Чёрные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985.

НЕЙТРОННАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ — раздел нейтронной оптики, метод, основой которого является измерение разности фаз интерферирующих нейтронных волн. Нейтронные интерферометры (НИ) — прецизионные приборы, в к-рых осуществляется пространств. разделение исходного пучка нейтронов, как правило, на два когерентных пучка I и II и их последующее совмещение. При этом интенсивность I результирующего пучка связана с разностью фаз $\Delta\varphi$ волновых ф-ций ψ_I и ψ_{II} пучков I и II соотношением:

$$I = |\psi_I + \psi_{II}|^2 \approx 1 + \cos\Delta\varphi. \quad (1)$$

Из (1) видно, что любое воздействие на нейтрон, приводящее к изменению фазы волновой ф-ции в одном из пучков, может быть зарегистрировано по изменению интенсивности I .

Так же как и в обычной оптике, различают НИ с пространственным и амплитудным делением волнового фронта (см. *Интерферометры*). В интерферометрах с пространств. делением волнового фронта исходный пучок с волновым фронтом W делится на 2 фрагмента W_1 и W_2 (рис. 1, а). Интерференц. картину можно регист-

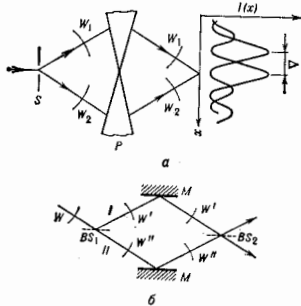


Рис. 1. Схематическое изображение нейтронных интерферометров с пространственным (а) и амплитудным (б) делением волнового фронта.

стрировать, измеряя распределение интенсивности в области их суперпозиции. При изменении разности фаз $\Delta\varphi$ между пучками происходит такое перераспределение интенсивности, что интерференц. картина смещается на величину Δ , пропорциональную $\Delta\varphi$. Примерами таких НИ являются: бипризменный НИ (аналог

интерферометра Френеля) и двухщелевой НИ (аналог интерферометра Юнга). В приборах такого типа необходимо обеспечить высокую степень пространств. когерентности освещающего пучка, т. к. интерферометры разл. участки W_1 и W_2 исходного волнового фронта W . Это приводит к необходимости использовать узкую апертурную щель S , что предопределяет низкую светосилу прибора.

В интерферометрах с амплитудным делением волнового фронта (рис. 1, б) из исходной волны W с помощью когерентного делителя BS_1 (напр., частично отражающего элемента) получают 2 волны W' и W'' с одинаковыми волновыми фронтами. Эти волны совмещают в устройстве BS_2 , обычно подобном BS_1 . В результате суперпозиции двух фронтов возникает интерференц. полоса бесконечной ширины. При изменении $\Delta\varphi$ возникает модуляция интенсивности I выходящего пучка.

Большинство НИ предназначено для тепловых нейтронов (длина волны $\lambda_n \approx 2 \text{ \AA}$). Малость λ_n приводит к значит. отгибанию НИ от оптических схем. Наиб. широкое распространение получили НИ на совершенных монокристаллах, использующих механизм брэгговской дифракции для когерентного деления пучков (см. *Дифракция нейтронов*). Примером может служить интерферометр III-образной формы (рис. 2), к-рый вырезается

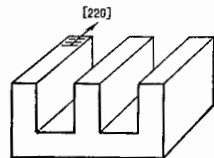


Рис. 2. Нейтронный интерферометр из монокристалла Si, ось кристалла ориентирована по направлению [220].

из монокристалла (как правило, из Si). Величина пространств. разделения интерферирующих пучков в этих приборах достигает 2 см. Особенностью таких НИ является принципиальное ограничение на λ_n — $\lambda_n \geq d_c$, где d_c — постоянная кристаллич. решётки, а их размеры ограничиваются технологией выращивания совершенных монокристаллов.

Переход к НИ больших размеров, способных работать с нейтронами сколь угодно больших λ_n , возможен, если использовать в качестве делителя и совмещателя дифракц. решётки. Они осуществляют пространств. модуляцию амплитуды или фазы волновой ф-ции нейтрона, что приводит к образованию распространяющихся под разными углами когерентных нейтронных волн (рис. 3). Иза-за действия силы тяжести нейтроны

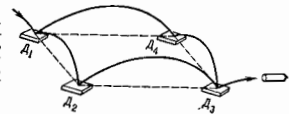


Рис. 3. Схема нейтронного интерферометра для очень мелких нейтронов: A_1 , A_2 , A_3 , A_4 — дифракционные решётки.

двигаются по параболам, а дифракц. решётки должны быть расположены горизонтально.

НИ позволяют чрезвычайно точно измерять нейтронный показатель преломления n образца, помещённого в одно из плеч прибора. Возникающая при этом разность фаз определяется выражением:

$$\Delta\varphi + k(n-1)d,$$

где k — волновое число, d — толщина образца. Величина n связана с длиной когерентного рассеяния нейтронов на атомных ядрах (см. *Нейтронная оптика, Нейтронная структура*). Измерение длины ко-

герентного рассеяния важно для изучения природы взаимодействия нейтронов с ядрами.

С помощью НИ выполнен ряд опытов, позволивших продемонстрировать справедливость нек-рых выводов квантовой механики: спириальный характер волновой ф-ции фермиона (нейтрона), влияние на интерференцию нейтронов волн неперпендикулярности системы координат. Проверено на опыте равенство инертной и гравитационной масс нейтрона (*эквивалентности принцип*) и др.

Лит.: Neutron Interferometry, ed. by U. Bonse, H. Rauch, Oxf., 1978; Голубев Е. А., Дифракция-создающий нейтрон, интерферометры, «Physica», В + С, 1988, в. 151, с. 50.

А. И. Иоффе, А. И. Франк.

НЕЙТРОННАЯ ОПТИКА — раздел нейтронной физики, в к-ром изучаются волновые свойства нейтрона, процессы распространения нейтронов волн в разных веществах и полях. К числу таких процессов относятся дифракция и интерференция нейтронов волн, преломление и отражение нейтронных пучков на границе раздела двух сред. В силу принципа корпускулярно-волнового дуализма нейтрон может проявлять себя как частица с энергией ϵ и импульсом p или как волна с частотой $\omega = 2\pi\epsilon/h$, длиной волны $\lambda = h/p$ и волновым вектором $k = 2\pi/\lambda$. Волновые свойства отчётливо проявляются у нейтронов низких энергий, длина волны к-рых порядка или больше межатомных расстояний в веществе ($\sim 10^{-8}$ см).

Из-за отсутствия у нейтронов электрич. заряда они глубоко проникают внутрь большинства материалов, что позволяет рассматривать их как достаточно прозрачные среды для распространения нейтронных волн. Большая часть нейтронно-оптич. явлений имеет аналогию с оптич. явлениями, несмотря на различную природу полей нейтронного и светового излучений. Световые волны описываются ур-ниями Максвелла, а нейтронная волна (нейтронная волновая ф-ция) подчиняется ур-нию Шрёдингера. Распространение волн в среде, согласно Гюйгенса принципу, связано с их рассеянием и последующей интерференцией вторичных волн. В случае нейтронного рассеяния обусловлено гл. обр. их короткодействующим *сильным взаимодействием* с атомными ядрами, в случае световых волн — дальнедействующим *электромагнитным взаимодействием* с электронами атомных оболочек. Наличие у нейтрона магн. момента приводит к взаимодействию с магн. моментами атомов, на чём основано т. н. магнитное рассеяние нейтронов, не имеющее аналогии в оптике. *Неупругое рассеяние нейтронов* можно сопоставить с комбинационным рассеянием света. В отличие от векторной световой волны, нейтронная волна является спиновой. Поэтому все поляризац. явления в Н. о., связанные с наличием у нейтрона спина, существенно отличаются от оптич.ских, хотя и здесь есть аналогии; напр., поляризация нейтронов можно (в вектор приближении) сопоставить круговую поляризацию света. В Н. о. в нек-рых случаях имеет место двойное лучепреломление и дихроизм (см. ниже).

Распространение нейтронных волн в среде. Для нейтронов с энергией ϵ , распространяющихся в свободном пространстве, решением ур-ния Шрёдингера (нерелятивистское приближение) является суперпозиция плоских $\{A_k \exp[i(\omega t - kr)]\}$ и сферических $\{(\alpha/r_1) \exp[i(\omega t - kr_1)]\}$ волн, где $\omega = 2\pi\epsilon/h$ — частота волны, $k = 2\pi m v/h = 2\pi m v_0/h$ — волновой вектор, $k = |k|$ — волновое число, r — радиус-вектор точки, r_1 — расстояние от i -го точечного источника нейтронных волн или рассеивателя. Конкретное решение зависит от граничных условий задачи и выбирается путём определения соответствующих амплитуд A_k и α_i плоских и сферич. волн.

Анализ задачи о распространении нейтронной волны в среде показывает, что интерференция плоской первичной волны, имеющей волновой вектор K , с рассеянными сферич. волнами приводит к быстрому затуханию первичной волны. Вместо неё в среде распространяется

волна с волновым вектором K^{CP} , величина к-рого даётся соотношением:

$$|K^{CP}|^2 \approx |k|^2 - 4\pi N b. \quad (1)$$

Здесь N — число ядер-рассеивателей в единице объёма, b — т. н. когерентная длина рассеяния нейтрона на закреплённом ядре. Длина рассеяния b связана с сечением упругого когерентного рассеяния медленных нейтронов соотношением:

$$\sigma_{\text{ког}} \approx 4\pi b^2.$$

к-рое соответствует рассеянию на непрозрачной сфере радиуса b . Для большинства ядер длина $b > 0$ и по порядку величины равна размеру ядра ($\sim 10^{-12}$ см). Длины рассеяния являются эмпирич. величинами, нерегулярно меняющимися от ядра к ядру (см. *Дифракция нейтронов*). Для ядра, содержащей разл. атомные ядра, произведение Nb в ф-ле (1) должно быть заменено на сумму $\sum_i N_i b_i$ по соответствующим сортам ядер i .

Направление распространяющейся в среде волны определяется на условия равенства параллельных границ раздела вакуум — среда компонент волновых векторов $k = k^{CP}$, и ф-ла (1) фактически снижает только нормальные компоненты векторов k_i и k_i^{CP} , т. е. $(k_i^{CP})^2 = (k_i)^2 - 4\pi N b$. Отсюда следует известный из оптики закон преломления $\sin \theta = n \sin \theta'$, где θ и θ' — углы падения и преломления, а n — показатель преломления среды для нейтронных волн:

$$n^2 = 1 - \frac{4\pi}{k^2} N b = 1 - \lambda^2 \frac{N b}{\pi}. \quad (2)$$

Особые дифракц. явления возникают при прохождении нейтронов через кристаллы, когда интерференция нейтронных волн, рассеянных на регулярно расположенных рассеивателях, приводит к усилению интенсивности волн в направлениях, соответствующих зеркальному отражению от атомных плоскостей кристалла при выполнении *Брэгга — Вульфа условия*: $l = 2d \cos \theta$, где l — кратность отражения, d — межплоскостное расстояние, θ — угол падения нейтронов на отражающую атомную плоскость.

Т. к. нейтрон обладает массой m , то изменение волнового числа при преломлении на границе среды означает изменение не только его импульса, но и кинетич. энергии. Следовательно, среде можно приписать нек-рый эффективный (оптический) потенциал U . Связь показателя преломления n и U определяется выражением:

$$n^2 = \frac{(k^{CP})^2}{k^2} = 1 - \lambda^2 \frac{2m}{h^2} U. \quad (3)$$

Сравнивая (2) и (3), получаем:

$$U = \frac{h^2}{2\pi m} N b. \quad (4)$$

Т. к. для большинства ядер $b > 0$, то взаимодействие нейтронов со средой, как правило, носит характер отталкивания ($U > 0$). Величина потенциала U мала для всех материалов ($\leq 3 \cdot 10^{-7}$ эВ). Для тепловых нейтронов с энергией $\epsilon \approx 10^{-2}$ эВ n мало отличается от 1. При $b > 0$ $n^2 < 1$ и уменьшается с уменьшением ϵ . Крайне медленные нейтроны (*ультраохлажденные нейтроны*) с энергией $\epsilon < U$ не могут проникнуть внутрь материала и полностью отражаются от его поверхности аналитично отражению световых волн от поверхности металлических зеркал.

В случае магн. материалов кроме взаимодействия нейтрона с атомными ядрами следует учитывать его взаимодействие с магн. моментами электронных оболочек.

чек (см. Магнитная нейтронная дифракция). Для очень медленных нейтронов необходимо также принимать во внимание и наличие силы тяжести Земли. В результате к оптич. потенциалу добавляются потенциалы $U_m = -\mu B$, $U_{грав} = mgz$, где μ — магн. момент нейтрона, B — магн. индукция, g — ускорение свободного падения, z — высота. Общее выражение для показателя преломления имеет вид:

$$n^2 = 1 - \frac{h^2 N b}{4\pi m^2 v^2} - \frac{2gz}{v^2} + \frac{2|\mu B|}{mv^2} \quad (5)$$

Неоднородность хим. состава среды, наличие гравит. и магн. членов в (5) приводят к зависимости n от координат. При этом, как и в оптике неоднородных сред, имеет место искривление лучей. Наличие двух знаков у последнего слагаемого в (5) соответствует двум возможным ориентациям спина нейтрона относительно H . Различие показателя преломления для двух спиновых компонент приводит к магн. двойному лучепреломлению (рис. 1). Пучок нейтронов испытывает последовательно брэгговскую дифракцию на двух кристаллах Si . Расположенная между ними ферромагн. призма по-разному отклоняет нейтроны с ориентацией спина параллельно полю (\odot) и антипараллельно (\ominus). В ре-

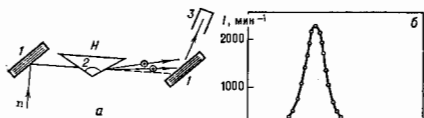


Рис. 1. а — Двойное лучепреломление нейтронного пучка в ферромагнитной призме; 1 — кристаллы Si ; 2 — ферромагнитная призма; 3 — детектор нейтронов; б — кривая отражения без призмы; в — кривая отражения с призмой; 1 — счёт детектора нейтронов.

зультате дифракц. отражение от 2-го кристалла Si происходит при двух разных поворотах кристалла и регистрируются два пика, соответствующие двум противоположным ориентациям спина нейтрона. Из-за спиновой зависимости ядерных сил двойное лучепреломление имеет место также в среде, содержащей ориентированные ядра (ядерный псевдоматнетизм).

Для того чтобы описать распространение нейтронной волны в среде с учётом её ослабления, пользуются понятием комплексной длины рассеяния $b = b' + ib''$, где $b'' = k\sigma/4\pi$ (согласно т. п. оптической теореме), σ — сечение всех процессов, приводящих к ослаблению пучка. Поскольку для холодных нейтронов σ обратно пропорц. скорости нейтрона в среде ($\sigma \propto 1/v$), а $k^{CP} = 2\pi m v^{CP}/h$, то b'' не зависит от кинетич. энергии нейтрона и является эмпирич. константой среды. Как правило, $b'' \ll b'$. Из-за комплексности b комплексными величинами являются U и n^2 . В оптике диэлектриков и немагн. металлов комплексной является диэлектрическая проницаемость $\epsilon = n^2 = \epsilon' + i\epsilon''$. Сопоставляя это соотношение с (2), получим для нейтронного аналога диэлектрич. проницаемости выражение:

$$\epsilon' = 1 - \frac{h^2 N b'}{4\pi m^2 v^2}; \quad \epsilon'' = \frac{h^2 N b''}{4\pi m^2 v^2} \quad (6)$$

В Н. о. $|\epsilon''| \gg |\epsilon'|$. Если $b' < 0$, то $\epsilon' > 0$ и вводится полная аналогия с диэлектриками. Однако для большинства материалов $b' > 0$. При этом $\epsilon' > 0$ только в случае, когда энергия нейтронов не слишком мала. Если $\epsilon' < U$, то $\epsilon' < 0$, что характерно для металлов.

В оптике амплитуды отражённой (r) и прошедшей (t) волн (при единичной амплитуде падающей волны) определяются Френеля формулами. В Н. о. все особенности преломления и отражения связаны с нормальным к плоскости раздела компонентами скоростей v_1 и v_2^{CP} . Поэтому удобно ввести «нормальный» коэф. преломления $n_1 = v_2^{CP}/v_1 = (1 - v_0^2/v_1^2)^{1/2}$, где $v_0 = 2U/m$ наз. граничной скоростью среды. Тогда ф-лы Френеля будут иметь вид:

$$r = \frac{1 - n_1}{1 + n_1}; \quad t = \frac{2}{1 + n_1} \quad (7)$$

При $v_1 < v_0$ ($v_0 \leq 6$ м/с) показатель преломления n_1 становится миним., а коэф. отражения $R = |r|^2 = 1$. Это явление, как и в случае рентг. лучей, наз. полным внешним отражением. Наличие поглочения (комплексность потенциала U и соответственно n_1) делает отражение не идеально полным, хотя из-за малости b'' по сравнению с b' коэф. отражения в этом случае отличается от 1 на величину $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$. Нейтронно-оптические методы в физических исследованиях. Анализируя дифракц. картину, возникающую при прохождении нейтронов через кристаллич. веществ-



Рис. 2. Прибор для обнаружения вярда нейтрона.

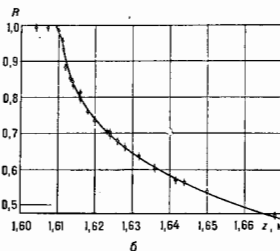
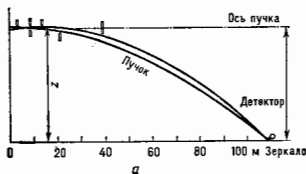


Рис. 3. а — Схема гравитационного рефрактометра; б — зависимость коэффициента отражения R от z для тяжелой воды.

ва, можно восстановить пространств. структуру элементарной ячейки кристалла (см. Нейтронная дифракция). В свою очередь, монокристаллы используются как монохроматоры нейтронов. Явление полного отражения используется для создания зеркальных нейтронных труб, с помощью к-рых можно выводить нейтроны из ядерного реактора или др. нейтронного источника на достаточно большие расстояния. Т. к. пока-

затель преломления определяется не только ядерным составом среды, но и её магн. свойствами, что можно подобрать такие материалы, для к-рых полное отражение имеет место только для одной спиновой компоненты. На этом принципе основано действие поляризаторов (см. *Поляризованные нейтроны*).

В силу несохранения чётности в ядерных взаимодействиях длина рассеяния нейтрона на ядрах может зависеть от ориентации спина нейтрона относительно его импульса. Это приводит к специфич. двойному лучепреломлению, к-рое может быть обнаружено по вращению плоскости поляризации нейтронов с поперечной относительно импульса поляризации. Различные же мнимые частоты длины рассеяния приводит к различию в ослаблении нейтронных пучков, поляризованных вдоль и против импульса.

Практич. применение находят нейтронные призмы и линзы. Так, в эксперименте по проверке электрич. нейтральности нейтрона использовались призматич. нейтронный монохроматор (рис. 2). Монохроматич. пучок нейтронов, проходя через щель S_1 , фокусируется вогнутой собирающей кварцевой

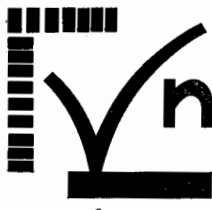
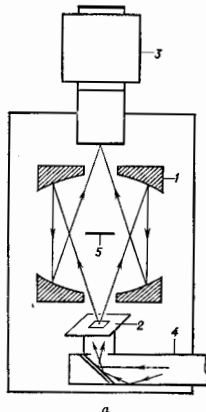


Рис. 4. а — Схема нейтронно-оптического устройства: 1 — зеркала; 2 — объект, просвечиваемый нейтронами; 3 — источник; 4 — детектор; 5 — подводящий нейтронный пучок (стрелками показано направление движения нейтронов); б — дифракционное изображение объекта; в — объект, нанесённый в виде тонкого слоя Ni на ирениевую подложку. Так как Ni обладает значительно большей потенциальной U , чем Si, то области, покрытые Ni, отражают большую часть спектра падающих на них ультрахолодных нейтронов.

линзой ($n < 1$) на щель S_2 , установленную перед детектором Д. Наличие электрич. заряда у нейтрона приводило бы к смещению изображения при включении или изменении знака электрич. поля Е.

На использовании нейтронно-оптич. явлений основано большинство методов прецизионного измерения длины (амплитуды) когерентного рассеяния нейтронов b . В их числе измерение сдвига фаз в нейтронном интерферометре, когда в одно из его плеч помещён исследуемый образец; сравнение показателя преломления пос-

ледуемого вещества с показателем преломления окружающей среды. В этом методе используются просветленные первоначально «мутной» (для нейтронов) взвеси частиц исследуемого вещества в растворе при постепенном изменении хим. или изотопного состава растворителя (фильтр Христиансена). Один из наиб. точных методов измерения длины рассеяния основан на прецизионном измерении граничной скорости v_0 образца с помощью граната, рефрактометра. Измеряется зависимость коэф. отражения R нейтронов, имеющих первоначально строго горизонтальную скорость, от высоты z их падения на горизонтальное зеркало (рис. 3, а). При этом z полностью определяет нормальную к зеркалу компоненту скорости нейтронов (рис. 3, б).

Способность ультрахолодных нейтронов к полному отражению при любых углах падения позволяет хранить их в замкнутых сосудах и измерить период *бета-распада нейтрона* по изменению кол-ва нейтронов в сосуде, а также осуществить эксперименты по обнаружению электрич. дипольного момента нейтрона. Наличие этого момента свидетельствовало бы о T — инвариантности ядерных взаимодействий (см. *Нейтрон*).

Полное отражение нейтронов с большой длиной волны делает возможным создание различных оптич. устройств, в т. ч. нейтронного аналога зеркального микроскопа (рис. 4, а). Контраст в изображении объекта, создаваемый этим прибором, связан с нейтронно-оптич. свойствами вещества, т. е. с его ядерным (изотопным) составом и магн. структурой (рис. 4, б, в).

Лит.: Ю з Д. Нейтронная оптика, пер. с англ., М., 1955; Г у р е в и ч И. И., Т а р а с о в Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965; Ф р а н к И. М., Некоторые новые аспекты нейтронной оптики, *Природа*, 1972, № 9; Нейтрон: К 50-летию открытия, М., 1983; S e a r s V. F. Thermal — neutron scattering lengths and cross sections, AECI-8480, Chalk River, Ontario, 1984; И г а т о в и ч В. К., Физика ультрахолодных нейтронов, М., 1986.

НЕЙТРОННАЯ РАДИОГРАФИЯ — исследование объекта методом облучения нейтронами и регистрации детектором прошедших через объект нейтронов или продуктов ядерных реакций, возникающих при облучении. Н. р. применяется гл. обр. для исследования металлов, сплавов, минералов, водородсодержащих веществ и др. с целью выявления в них неоднородностей, трещин и их пространств. распределения. Метод Н. р. основан на разной вероятности взаимодействия (поглощения, рассеяния) нейтронов с разл. ядрами. Наиб. эффективны *тепловые нейтроны*, обладающие более высокими сечениями поглощения и рассеяния, что позволяет обнаруживать малые концентрации элементов (см. *Активационный анализ*).

Распространённым методом Н. р. является просвечивание объекта коллимированным пучком нейтронов. При этом определяется степень ослабления нейтронного потока в результате поглощения или рассеяния ядрами. Это позволяет судить о внутр. строении и составе объекта. Для регистрации прошедших через образец нейтронов используются экраны-преобразователи (напр., фольги из Gd, Dy, In), к-рые служат источником вторичного излучения, регистрируемого детектором. Участкам образца, содержащим элементы, сильнее поглощающие нейтроны, соответствуют более светлые места на плёчке.

Для получения изображения объекта может также использоваться излучение самого образца, возникающее в нём за счёт ядерных реакций, индуцируемых нейтронами (автордиография). При этом детектором, находящимся в контакте с образцом, регистрируются либо продукты ядерных реакций (α -частицы, осколки *деления ядер*), либо продукты распада образовавшихся в образце радионуклидов. В этом случае более тёмные места на детекторе соответствуют участкам поверхности образца, содержащим ядра, сильнее поглощающие нейтроны и соответственно интенсивнее иссующие вторичное излучение.

Количеств. результаты при обработке нейтронных радиограмм получают, определяя оптич. плотность изо-

бражения на разл. участках плёнки, или подсчётом числа треков на трековом детекторе.

Лит.: Т ю ф л и о в Н. Д., Ш т а н ь А. С., Основы нейтронной радиологии, М., 1975; Ф л е р о в Г. Н., В е р з и н а И. Г., Радиология минералов, горных пород и грун, М., 1979.

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — совокупность исследований энергетик. зависимости разл. процессов взаимодействия нейтронов с атомными ядрами и свойств образовавшихся возбуждённых состояний ядер. Специфич. особенность взаимодействия нейтронов с ядрами связана с отсутствием заряда. Отсюда протекание реакции при низких энергиях нейтронов $\sigma_n < 1$ МэВ.

Упругое рассеяние нейтронов (n, n') происходит на всех ядрах и при любых энергиях с заметной вероятностью. При σ_n ниже энергии первого возбуждённого уровня ядра-мишени возможны также неупругие аккреционные ядерные реакции: радиац. захват нейтрона (n, γ), реакции с вылетом протонов (n, p) и α -частиц (n, α), деление ядер (n, f).

Характерная особенность зависимости энергетич. ядерных реакций от энергии нейтрона (σ_n) — наличие резонансов (рис. 1). Каждому резонансу соответствует образование определённого состояния *составного ядра*

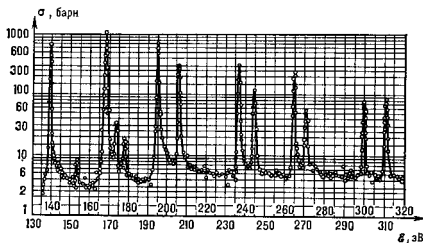
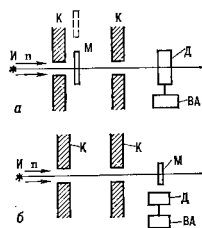


Рис. 1. Нейтронные резонансы.

(компаунд-ядра) с массовым числом $A + 1$ (A — массовое число ядра-мишени) и энергетич. возбуждения, равной $\sigma_{св} + \sigma_0 A / (A + 1)$, где $\sigma_{св}$ — энергия связи нейтрона в ядре, σ_0 — кинетич. энергия нейтрона в максимуме резонанса. Сечение образования составного ядра σ_c в области резонанса описывается *Брейта — Вигнера формулой*:



$$\sigma_c = \pi \lambda^2 \frac{g \Gamma_n \Gamma}{(\sigma_n - \sigma_0)^2 + \Gamma^2/4}$$

Здесь $2\pi\lambda = \lambda = 2,86 \times 10^{-11} \sigma_n^{-1/2}$ — длина волны де Бройля нейтрона (в м), g — статистич. фактор,

Рис. 2. Схем экспериментов для измерения нейтронных сечений: а — полного, б — парциальных.

зависщий от спинового исходного и составного ядер, Γ — полная ширина резонанса, связанная со временем жизни τ образовавшегося возбуждённого состояния ядра соотношением $\Gamma = \hbar/\tau$ (для большинства ядер $\tau \sim 10^{-14} - 10^{-18}$ с). Вероятность распада составного ядра по тому или иному каналу i определяется парциальными ширинами — нейтронной шириной Γ_n в случае вылета нейтрона (упругое рассеяние), радиационной Γ_γ (вылет γ -квантов), делительной Γ_f и т. д. Полная ширина равна сумме парциальных ширин для данного резонанса:

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \Gamma_\alpha + \dots$$

Сечение реакции с распадом по каналу i :

$$\sigma_i = \sigma_n \Gamma_i / \Gamma$$

Полное нейтронное сечение:

$$\sigma_n = \sigma_n + \sigma_\gamma + \sigma_\alpha + \sigma_f + \dots$$

Эксперим. исследование зависимости $\sigma_i(\sigma_n)$ и $\sigma_i(\sigma_n)$ позволяет определить характеристики состояний, образующихся при захвате нейтрона: энергию, полную и парциальные ширины, спин J , чётность π (J^π).

Нейтронный спектрометр. Для измерения энергетик. зависимости сечений применяют нейтронные спектрометры, гл. обр. спектрометры по времени пролёта (рис. 2). Импульсные источники нейтронов и генерирует нейтроны со сплюснутым энергетик. спектром в виде короткой вспышки длительностью Δt . При измерении полного сечения σ_n детектор нейтронов D регистрирует нейтроны при положении мишени M в пучке и вне пучка (K — коллиматоры, рис. 2, а). Временной анализатор ВА фиксирует интервал времени t между вспышкой источника и моментом регистрации нейтрона в детекторе. Энергия нейтрона (в эВ) связана с временем пролёта t (в мкс) соотношением $\sigma_n = (72,3 L)^2/t^2$, где L — расстояние между источником нейтронов и детектором (в м). Энергетич. разрешение спектрометра:

$$\Delta \sigma_n^2 / \sigma_n^2 = 2 \Delta t / t = 2 \Delta t v / L,$$

v — скорость нейтронов, T и Q — фактор качества, определяемый как $Q/(\Delta E)^2$, где Q — интегральный выход нейтронов на источнике, характеризует поток нейтронов на детекторе при заданном энергетическом разрешении.

Нейтронными источниками обычно служат электронные или протонные ускорители с длительностью вспышки $\Delta t \sim 10^{-9} - 10^{-8}$ с и $Q \sim 10^{14} - 10^{16}$ нейтрон \cdot с $^{-1}$. Большим выходом нейтронов при более длинной вспышке обладают *импульсные реакторы*, применяемые также в качестве бустеров — размножителей нейтронов от импульсных ускорителей.

Полное сечение σ_n взаимодействия нейтрона с ядром определяется соотношением:

$$N/N_0 = \exp(-n\sigma_n t),$$

где N — показания (счёт) детектора с мишенью в пучке, N_0 — вне пучка, n — толщина мишени (число ядер на 1 см^2). Для измерения парциальных сечений σ_i детектор D_i , чувствительный только к продуктам i -распада составного ядра, располагается вне пучка нейтронов рядом с мишенью (рис. 2, б). Скорость счёта детектора D_i :

$$N_i = \Pi \{ [1 - \exp(-n\sigma_i t)] / \sigma_i \} \sigma_i t.$$

Здесь Π — поток нейтронов в заданном интервале энергии, падающий на всю площадь мишени, π_i — эффективный коэффициент детектором продуктов реакции.

При изучении реакций с вылетом заряж. частиц (протонов, α -частиц, осколков деления) используют ионизац. детекторы (ионизац. камеры, пропорциональные счётчики и т. д.) с помещёнными внутри них мишенями, расположенные непосредственно в пучке нейтронов. Это возможно благодаря низкой чувствительности таких детекторов к нейтронам и γ -лучам (см. *Нейтронные детекторы*).

Статистические свойства резонансов. Вероятность образования составного ядра зависит от орбитального момента l падающего нейтрона. Нейтронная ширина для разных l :

$$\Gamma_n(l) \propto \sigma_n^{1/2} (R/\lambda)^{2l}, \quad (*)$$

где $R \approx 1,3 A^{1/3}$ фм. При низких энергиях нейтронов ($\sigma_n \leq 1$ кэВ) наблюдаются в основном t и s -резонансы ($l = 0$), значительно слабее p -резонансы ($l = 1$); с

более высокими I резонансы не проявляются. С увеличением ϵ_n роль нейтронов с большим I в образовании составных ядер возрастает. При анализе нейтронных ширин обычно исключают энергию, зависимость (*) и оперируют с приведенными нейтронными ширинами Γ_n^I для $\epsilon_n = 1$ эВ.

Для данного ядра Γ_n^I существенно меняются от резонанса к резонансу. Эксперим. данные о флуктуациях s -резонансов подтверждают высказанные С. Е. Портера (С. Е. Porter) и Р. Г. Томаса (R. G. Thomas) аргументы в пользу гауссовского распределения амплитуд приведенных ширин $(\Gamma_n^s)^{1/2}$ при нулевом ср. значении. Отсюда следует т. н. χ^2 -распределение с одной степенью свободы ($\nu = 1$) для Γ_n^s (в а с и р е д е л е н и е Портера — Томаса):

$$P(x) = (2\pi x)^{-1/2} \exp(-x/2),$$

$$\text{где } x = \Gamma_n^s / \langle \Gamma_n^s \rangle.$$

Аналогичными статистич. свойствами обладают и др. ширин (др. каналы распада). Распределение Портера — Томаса справедливо для ширин, характеризующих вероятность γ -переходов с резонансных состояний, имеющих одинаковые спины и четность, на один и тот же уровень. Полная радиац. ширина практически не меняется от резонанса к резонансу для тяжёлых ядер, т. к. является суммой большого числа независимо флуктуирующих величин. Для Γ_n справедливо χ^2 -распределение с числом степеней свободы $\nu \approx 50$. Для Γ_s и Γ_p характерны $\nu \approx 2-4$.

Энергетич. интервалы D между соседними резонансами с одинаковыми I и π распределены широко:

$$P(y) = (\pi y/2) \exp(-\pi y^2/4),$$

где $y = D/\langle D \rangle$, причём ср. значение $\langle D \rangle$ уменьшается с ростом A от 10^4 эВ для $A \approx 30$ до 1 эВ для $A \approx 240$. Для соседних ядер-мишеней $\langle D \rangle$ систематически больше для чётных A по сравнению с нечётными из-за меньшей энергии возбуждения ядра. Для магических ядер $\langle D \rangle$ существенно возрастает.

Силовая функция. Ср. значения $\langle \Gamma_n^s \rangle$ и $\langle D \rangle$ коррелируют между собой: если каждая из них может отличаться для соседних ядер в десятки раз, то отношение $S_0 = \langle \Gamma_n^s \rangle / \langle D \rangle$ наз. нейтронной силовой ф-цией, изменяется с A слабо и ниваю. Силовая ф-ция S_0 имеет максимумы в областях $A \approx 50$ и ≈ 150 ($S_0 \approx 4 \cdot 10^{-4}$) и минимум при $A \approx 100$ ($S_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$).

Для $I = 1$ силовая ф-ция S_1 имеет близкие значения и максимумы при $A \approx 100$ и ≈ 240 . На зависимости силовой ф-ции от A в зачатч. степени базировалась оптическая модель ядра. Силовая ф-ция непосредственно связана с усреднённым по резонансам сечением образования составного ядра. Для s -резонансов:

$$\langle \sigma_c \rangle = 2\pi k^2 V \bar{\epsilon}_n S_0.$$

Сходная зависимость справедлива для др. I .

Полное нейтронное сечение σ , помимо σ_c содержит сечение т. н. потенциального рассеяния $\sigma_{\text{п}} = 4\pi R_0^2$, слабо зависящее от энергии нейтронов. Величина R_0 примерно равна радиусу ядра $R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1,3 \times 10^{-13}$ см — размер нуклона), но на планую зависимость от A накладываются периодич. отклонения, объяснимые в рамках оптической модели ядра.

Сверхтонкие взаимодействия. Информацию о составных возбуждённых ядрах даёт также изучение т. н. сверхтонких взаимодействий в нейтронных резонансах. Магн. моменты возбуждённых состояний μ_n ядра могут быть определены измерением сдвига $\Delta\epsilon_0$ резонансной энергии при поляризации ядер мишени (см. Ориентированные ядра):

$$\Delta\epsilon_0 \approx j_n H (\mu_0 - \mu_n),$$

где j_n — степень поляризации ядер, H — магн. поле на ядре и μ_0 — магн. момент ядра-мишени. Однако величина $\Delta\epsilon_0 \ll \Gamma$ ($\Delta\epsilon_0 \approx 3 \cdot 10^{-8}$ эВ при $j_n = 1$, $H = 10^8$ Э, $\mu_0 \approx \mu_n$, равной одному ядерному магнетону). Это осложняет измерение и ограничивает число доступных изучению ядер. Величины μ_n определены для ряда резонансов лавтановидов (Ть, Ву, Но и Ег). При этом ср. значение $\langle \mu_n / I \rangle = 0,34 \pm 0,22$, что согласуется с расчётами в рамках статистической модели ядра.

Электрич. сверхтонкое взаимодействие позволяет получить информацию об изменении распределения заряда в ядре при его возбуждении до энергии, равной энергии связи нейтрона. Т. н. хим. сдвиг нейтронного резонанса, характеризующий изменение энергии резонанса при переходе от одного хим. соединения к другому, определяется выражением:

$$\Delta\epsilon_0 = \frac{2}{3} \pi e^2 Z \Delta\rho_e(0) \Delta(r^2).$$

Здесь $\Delta\rho_e(0)$ — разность электронных плотностей в местах нахождения ядра в этих соединениях, Z — ат. номер, e — элементарный заряд, $\Delta(r^2)$ — изменение среднеквадратичного радиуса заряда ядра. Величина сдвига $\Delta\epsilon_0$ того же порядка, что и в случае магн. взаимодействия. Для изотопов U оказалось, что $\langle r^2 \rangle$ несколько меньше (r^2) (невозбуждённого ядра) для резонансов с малой делительной шириной Γ_I и они примерно равны в случае $\Gamma_I > \Gamma_I/2$.

Несохранение чётности. В нейтронных резонансах слабое взаимодействие проявляется в виде эффектов несохранения пространств. чётности. Смешивание за счёт слабого взаимодействия состояний составного ядра с разной чётностью (s - и p -резонансы) приводит к различию в сечении p -резонанса для нейтронов с поляризованной параллельно (+) или антипараллельно (−) импульсу:

$$\sigma_{\pm}^p(\epsilon_n) = \sigma_c^p(\epsilon_n)(1 \pm \mathcal{S}).$$

Здесь σ_c^p — Грейт — Вигнера сечение для неопляризов. нейтронов; \mathcal{S} — коэф. асимметрии, зависящий от матричного элемента смешивания состояний разной чётности и от параметров резонансов. Экспериментально эффект был обнаружен на ядрах ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{138}La . Наиб. значение $\mathcal{S} \approx 9 \cdot 10^{-2}$ наблюдалось у ^{138}La .

Быстрые нейтроны ($0.1 < \epsilon_n < 20$ МэВ). Кроме метода времени пролёта широко применяются монохроматич. пучки нейтронов, получаемые на электростатич. ускорителях в реакциях $^2\text{H}(d, n)$, $^3\text{H}(d, n)$, $^7\text{Li}(p, n)$ и др. Помимо характерных для медленных нейтронов упругого рассеяния и радиац. захвата существенный вклад в сечение для средних и тяжёлых ядер дают неупругое рассеяние ($n, p' \gamma$), реакции (p, n), (n, α), а при $\epsilon_n \geq 10$ МэВ — реакции ($n, 2n$), (n, np) и др. Отд. резонансы наблюдаются только для ядер с $\langle D \rangle \geq 10$ кэВ, чаще изучаются усреднённое сечение.

Лит.: Пикельнер Л. Б., Попов Ю. П., Шаратов В. И., Светоглыная нейтронная спектроскопия ядер, «УФН», 1982, т. 137, с. 39. Л. В. Пикельнер.

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА — совокупность исследований строения вещества с помощью нейтронов (нейтронного излучения), а также исследования свойств самих нейтронов (их внутр. структуры, процессов распада, эл.-магн. характеристик). В Н. ф. в основном используются нейтроны с энергиями ϵ_n от 10^3 эВ до 10^7 эВ (длины волн де Бройля λ от 10^{-13} до 10^{-4} см). Соответственно этому диапазону энергий и длин волн исследуются микрообъекты размерами от 10^{-13} см при характеристич. длинах возбуждения 10^6-10^7 эВ (атомные ядра) до видимых в оптич. микроскоп объектов размерами $\sim 10^{-4}$ см (напр., молекулы биополимеров). Отсутствие у нейтрона электрич. заряда и соответственно кулоновского взаимодействия с ядрами и электронами

приводит к тому, что в отличие от заряж. частиц нейтроны любых энергий обладают большой проникающей способностью. Внутри вещества нейтроны в основном взаимодействуют с атомными ядрами, а при больших энергиях — с отд. нуклонами, входящими в состав ядер, и практически не замечают электронов атомных оболочек. Характер и интенсивность нейтронно-ядерных взаимодействий существенно зависят от энергии нейтронов ϵ_n , а также от взаимной ориентации спинов нейтрона и ядра.

Нейтроны условно разделяют на энергетич. диапазоны (табл.), отличающиеся методами получения и регистрации нейтронов, а также направлением их использования.

При любых энергиях и на всех ядрах с заметной вероятностью происходит упругое рассеяние нейтронов.

Энергетическая классификация нейтронов

Нейтроны	Энергия, эВ	Скорость, см/с	Ср. длина волны, см	Ср. темп-ра Т, К
Быстрые	10^6	10^8	10^{-12}	10^{10}
Медленные промежуточные резонансные . . .	$10^4 - 10^5$ $0,5 - 10^4$	10^6 10^7	$3 \cdot 10^{-11}$ $3 \cdot 10^{-10}$	10^8 10^6
Тепловые	$0,5 - 5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-8}$	300
Холодные	$5 \cdot 10^{-3} - 10^{-7}$	$4 \cdot 10^4$	10^{-7}	10
Ультрахолодные	10^{-7}	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{-8}$	10^{-3}

Быстрые нейтроны способны испытывать на ядрах упругое рассеяние, отдавая часть своей энергии на возбуждение ядра, и вызывать эндотермич. ядерные реакции, напр. (n, 2n), (n, np), (n, α). Сечения этих реакций сравнительно плавно зависят от ϵ_n (исключение характерно для них энергетич. порога), и их исследование позволяет изучать механизм распределения энергии возбуждения между составляющими ядро нуклонами (см. *Ядерные реакции*).

Медленные нейтроны в основном упруго рассеиваются на ядрах или вызывают экзотермич. ядерные реакции. К таким реакциям относится захват нейтрона ядром, сопровождающийся вылетом из ядра одного или неск. ν -квантов (*радиационный захват*). Три др. типа ядерных реакций, энергетически выгодных для ряда ядер после захвата медленного нейтрона, — (n, p), (n, α) и деление ядер. Реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$; ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$; ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ используются в нейтронных детекторах, а также (за исключением первой) для защиты от нейтронного излучения. Последняя реакция применяется для иониз. получения ${}^3\text{H}$. Реакция деления вызывается медленными нейтронами только на наиб. тяжелых ядрах (U, Th и т. д.).

Термин «резонансные нейтроны» обусловлен наличием резонансных максимумов (нейтронных резонансов) в энергетич. зависимости эффективных сечений $\sigma(\epsilon_n)$ взаимодействия нейтронов с веществом. Исследования с резонансными нейтронами дают возможность изучать спектры возбуждений ядер (см. *Нейтронная спектроскопия*). В области энергии промежуточных нейтронов резонансная структура нейтронных сечений сглаживается из-за перекрытия соседних резонансов, количество k -рых быстро увеличивается с ростом энергии возбуждения ядра. При энергии нейтрона меньше нерезонансного уровня сечение всех ядерных реакций обратно пропорционально скорости нейтрона (v и $1/v$).

Энергия тепловых нейтронов сравнима с энергией тепловых колебаний атомов в конденсир. веществе (фононов), а длина волны λ — с межатомными расстояниями. Поэтому при прохождении тепловых нейтронов через вещество они могут существенно изменять свою энергию, приобретая или отдавая ее тепловым колебаниям атомов или молекул. По наблюдаемой величине таких изменений может быть измерен фононный спектр вещества.

При прохождении пучка тепловых нейтронов через монокристаллы отд. атомов кристаллич. решетки могут рассеивать нейтроны когерентно, что приводит к *дифракции нейтронов* — резкому увеличению рассеяния нейтронов с определенной длиной волны на нек-рый угол θ , связанный с межплоскостным расстоянием в решетки кристалла (d) *Брэгга — Вульфа условий*: $\lambda = 2d \sin \theta$. Т. о., с помощью дифракции нейтронов определяются положения атомов в кристаллах.

Наличие у нейтрона магн. дипольного момента вызывает магн. рассеяние нейтрона на атомных электронах, что даёт возможность изучать магн. структуру и динамику магн. материалов (см. *Магнитная нейтроннография*).

Холодные нейтроны используются для изучения медленных диффузионных движений атомов и молекул в разл. средах, а также для исследования белковых *макромолекул*, полимеров, микродефектов и микронеоднородности в растворах и сплавах (см. *Нейтроннография структурная*, *Неупругое рассеяние нейтронов*).

Ультрахолодные нейтроны полностью отражаются от поверхности материала за счёт слабого отталкивающего потенциала, возникающего на границе вакуум — среда. Это отражение может быть описано при помощи показателем преломления для нейтронного пучка n с $\lambda > 500$ А. Ультрахолодные нейтроны способны накапливаться и длит. время (сотни с) храниться в замкнутом сосуде в виде своеобразной нейтронной газа (подобное см. *Ультрахолодные нейтроны*).

Важное место в Н.ф. занимают исследования самого нейтрона как одной из фундам. частиц, в частности выяснение, обладает ли нейтрон помимо магн. дипольного момента др. эл.-магн. характеристиками: электрич. дипольным моментом, электрич. поляризуемостью, а возможно, и очень малым электрич. зарядом (см. *Нейтрон*).

Практически во всех нейтронно-физ. исследованиях используются моноэнергетич. пучки нейтронов со степенью монохроматизации $\sim 10^{-2}$. Интенсивные пучки быстрых нейтронов получаются на ускорителях заряд. частиц из реакций (p, n) и (d, pn). Энергия нейтронов меняется при изменении энергии первичных заряд. частиц, падающих на мишень. Медленные нейтроны могут быть получены за счёт реакции (p, n) с нослед. замедления нейтронов. Однако в этом случае нейтронные пучки не имеют необходимой монохроматичности (см. *Нейтронные источники*).

Мощными источниками тепловых нейтронов являются спец. исследовательские *ядерные реакторы*, у k -рых внутри замедлителей потоки тепловых нейтронов достигают 10^{18} нейтрон/см²·с. Моноэнергетич. тепловые нейтроны получают с помощью дифракции нейтронов на монокристаллах. Для получения холодных нейтронов используются замедлители, охлаждаемые до темп-ры жидкого азота и даже жидкого водорода (20 К). Ультрахолодные нейтроны выводят из замедлителей резко изогнутыми вакуумными *нейтронноводами*.

Универсальным методом получения монохроматич. нейтронов является т. н. метод времени пролёта, в k -ром энергия нейтрона ϵ_n определяется по времени t , затрачиваемому нейтроном на пролёт расстояния L :

$$\epsilon_n = (72,3L/t)^2.$$

Для использования этого метода необходимы импульсные источники нейтронов.

Результаты нейтронно-физ. исследований имеют особое практич. значение в связи с проблемами ядерной энергетики, т. к. в процессах цепного деления ядер и термоядерного синтеза нейтроны играют осн. роль (см. *Управляемый термоядерный синтез*).

Лит.: Власов Н. А., Нейтроны, 2 изд., М., 1971; Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965.

В. Н. Луцков.

НЕЙТРОННО-АКТИВАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ, см. в ст. *Активационный анализ*.

НЕЙТРОННО-ДЕФИЦИТНЫЕ ЯДРА — атомные ядра, имеющие меньшее число нейтронов (N) по сравнению со стабильными ядрами с тем же Z (число протонов), наиболее распространёнными в природе. Н. я. нестабильны и испытывают *бета-распад*, сопровождающийся испусканием позитронов (β^+ -распад) или захватом электронов с внутр. электронных оболочек (см. *Электронный захват*). По мере уменьшения числа нейтронов Н. я. становятся всё менее устойчивыми; энергия, выделяющаяся при их распаде, увеличивается, а *период полураспада* уменьшается. Н. я. получают в ядерных реакциях, приводящих к уменьшению отношения N/Z , напр., в реакциях (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (p, n) , $(p, 2n)$.

НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫЕ ЯДРА — атомные ядра с более высоким числом нейтронов (N) по сравнению со стабильными ядрами с тем же Z (число протонов), наиб. распространёнными в природе. Н. я. нестабильны и испытывают *бета-распад*, испуская электроны (β^- -распад). По мере увеличения числа нейтронов Н. я. становятся всё менее устойчивыми; энергия β^- -распада возрастает, а *период полураспада* уменьшается. Обычно Н. я. образуются путём захвата нейтрона (или последоват. захвата неск. нейтронов) ядром, напр. в *ядерных реакторах*, а также при *делении ядер* тяжёлых элементов, имеющих более высокое отношение N/Z , чем ядра элементов середины периодич. системы элементов.

НЕЙТРОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ — приборы для регистрации и определения энергетич. спектра нейтронов. Нейтроны не обладают зарядом, зарядом и не оставляют после себя следов (треков) из ионизир. и возбуждённых частиц, появление к-рых вызывает срабатывание большинства детекторов частиц. Поэтому Н. д. всегда содержит нек-рое вещество — радиатор (конвертер), ядра к-рого при взаимодействии с нейтроном порождают заряд. частицы или γ -кванты. Для детектирования нейтронов используются разл. виды взаимодействия нейтронов с ядрами.

Упругое рассеяние нейтронов на ядрах. Нейтроны, упруго рассеивающиеся на ядрах, передают им кинетич. энергию (энергию отдачи), к-рая зависит от параметра удара, массы ядра и энергии падающего нейтрона. Для лёгких ядер (^1H , ^2H , He) доля передаваемой энергии высока. При centr. ударе нейтрон передаёт протону всю энергию. Для регистрации ядр отдачи используются обычно пропорциональные счётчики, наполненные H_2 , CH_4 и ^4He до давлений p в виск. атмосф. Их эффективность η велика ($\eta \sim 10^2 - 10^4$ для $E_n \sim 0,01 - 20$ МэВ). Этим методом можно регистрировать только нейтроны с $E_n \gtrsim$ неск. десятков кэВ, т. е. слабую ионизацию от ядер отдачи трудно выделить над шумами аппаратуры и фоном от γ -квантов. Для восстановления спектра регистрируемых нейтронов необходимо измерять помимо энергии протона угол между траекториями нейтрона и протона. Это осуществляется в трековых детекторах — пропорц. и пузырьковых камерах, годоскопах счётчиков, фотоимпульсах и т. д.

Для детектирования нейтронов больших энергий обычно используются *сцинтилляционные детекторы* с органич. сцинтилляторами (содержащие много водорода) значит. размеров, в к-рых пробег протонов отдачи l велик (напр., при $E_n \sim 100$ МэВ в воде $l = 10$ см). Спектры нейтронов больших энергий измеряются по отклонению протонов отдачи в магн. поле. Однако этот метод пригоден только для интенсивных потоков нейтронов, т. е. толщина радиатора должна быть мала, чтобы в нём протоны отдачи не испытывали заметного торможения; достаточно малым должен быть и используемый телесный угол, в к-ром протоны вылетают из радиатора. Для $E_n \sim 1$ ГэВ регистрация нейтронов по протонам отдачи становится малоэффективной, т. е. сечение упругого рассеяния, продолжаясь монотонно падать, становится меньше сечения *множественного рождения частиц* (см. *Множественные процессы*).

Ядерные реакции с вылетом заряженных частиц. Для детектирования нейтронов обычно применяют 3 реакции (табл.).

Сечение захвата σ и суммарная энергия Q заряженных частиц для $E_n = 2,5, 3$ МэВ

Реакция	σ , барн	Q , МэВ
$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	5333	0,764
$^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$	849	4,785
$^{10}\text{B}(n,\alpha\gamma)^7\text{Li}$	3837	2,701 7%
		2,313 93%

Пробег l в веществе α -частиц и протонов малы, поэтому ядра ^3He , ^6Li , ^{10}B обычно вводятся внутрь газоразрядных, сцинтилляч. и др. детекторов. Иногда радиатор в виде твёрдого хим. соединения ^{10}B наносится тонким слоем на внутр. поверхность газоразрядного детектора, однако из-за сильного поглощения ядр ^6Li и α -частиц в самом радиаторе такие Н. д. по эффективности уступают детекторам, наполненным газообразными радиаторами $^{10}\text{BF}_3$, $^{10}\text{BCl}_3$, ^3He . Из-за ионизации электронов к ионам не удаётся создать газовой Н. д. с $p > 1$ атм. Исключение — Н. д. с ^3He ($p \leq 40$ атм.), к-рые имеют $\eta \approx 100\%$ для тепловых нейтронов.

Цилиндрич. газоразрядные Н. д. работают в режимах *ионизационной камеры*, *пропорционального счётчика*, *Гейгера счётчика* и др. Наиб. распространён пропорц. режим, т. к. он позволяет отделить по амплитуде импульсы нейтрона от обычно сопутствующего фона γ -квантов. Импульс на выходе Н. д. (амплитуда $l \sim 10$ мВ, длительность переднего фронта 1 мкс) запаздывает относительно момента захвата нейтрона на время дрейфа электронов в газе до анода (5 мкс), что определяет разрешающее время Н. д.

С увеличением E_n эффективность падает: $\eta \sim E_n^{-1/2}$ для $E_n \leq 0,1$ МэВ. Поэтому при регистрации быстрых нейтронов Н. д. окружаются водородосодержащим веществом, в к-ром происходит *замедление нейтронов* (это увеличивает t до 50 мкс). В счёте Хавенса — Мак-Киббена подбором конфигурации замедлителя достигается практически постоянная η в диапазоне $E_n \sim 10$ кэВ — 5 МэВ. Энергию детектируемых нейтронов в диапазоне энергии $0,1 - 2$ МэВ можно определить с помощью пропорционального счётчика, наполненного ^3He по смещению нива амплитудного распределения, соответствующего энергии, выделяемой при реакции $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$, $Q = 0,764$ МэВ.

При высоких плотностях ^3He не для регистрации k и t используются сцинтилляч. детекторы, причём сцинтиллятором служит сам ^3He . Это приводит к сокращению t до 10 нс. Сцинтилляч. метод применяется и для регистрации продуктов реакций $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$. При этом порошок ^{10}B или соединения ^6Li смешиваются с порошком сцинтиллятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$. Т. к. такая смесь слабопрозрачна, то её можно использовать только в тонких слоях, т. е. для тепловых нейтронов. Более прозрачны берборсодержащие жидкие и пластич. сцинтилляторы и литиевые стекла.

Деление ядер под действием нейтронов. Разлетающиеся осколки деления, обладая большой энергией (~ 80 МэВ на 1 осколок), образуют на выходе Н. д. импульс с амплитудой в 50—100 раз большей, чем в предыдущих случаях. Радиаторами служат ^{235}U (сечение деления для тепловых нейтронов $\sigma_f = 533$ барн), ^{235}U ($\sigma_f = 580$ барн), ^{239}Pu ($\sigma_f = 750$ барн). Внутр. поверхность позизац. камеры покрывается тонким слоем делющихся веществ (камера деления). Т. к. пробег осколков в радиаторе мал (8 м.г.см^{-2}), то даже для толстого слоя ^{235}U эффективность $\eta \leq 0,1\%$ для тепловых нейтронов. Для увеличения η камеры делаются многослойными (до 20 слоев). Для снижения состава. фона от спонтанного α -распада делющихся ядер оптимизируют давление газа в камере и расстояние

между электродами (прогеби I у осколков меньше, чем у α -частиц, и плотность ионизации для них в начале трека больше, чем в конце, а для α -частиц — наоборот). Для медленных нейтронов $\eta \sim \epsilon^{-1/2}$ и имеет резонансные максимумы в области $\epsilon_n \sim 0,5-100$ эВ. Для быстрых нейтронов эффективность камер деления ещё меньше ($\sim 10^{-5}$ на 1 слой). Быстрые нейтроны удобнее регистрировать радиаторами из ^{238}U или ^{232}Th , у к-рых σ_d для тепловых нейтронов $< 10^{-8}$ барн (см. Деление ядер).
Наиб. простой способ регистрации осколков и их пространств. распределений — по дефектам образованных осколками в приповерхностных слоях нек-рых твёрдых прозрачных материалах (см. Дилектрический детектор). Т. к. эффективность у камер деления низкая, они используются для детектирования интенсивных потоков нейтронов, напр. в системах управления ядерными реакторами.

Радиационный захват нейтронов (n, γ) стабильными ядрами (практически всеми и при любых ϵ_n) сопровождается мгновенным γ -излучением ($\tau \sim 10^{-14}$ с). При $\epsilon_n \sim 1-10$ МэВ Н. д. имеет радиатор, содержащий ядра с большим сечением реакции (n, γ), окружающей синтлалит, детекторами γ -лучей. Нейтроны с ϵ_n до неск. десятков кэВ детектируют по мягким γ -лучам ($\epsilon_\gamma = 478$ кэВ) от реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$. Регистрация γ -квантов позволяет использовать толстые радиаторы; $\eta \sim 1\%$. Для резонансных нейтронов удобен Н. д. с радиатором, содержащим смесь ядер лантаноидов, обладающих большим сечением $\sigma(n, \gamma)$, с небольшим кол-вом воды. Замедление нейтронов в воде позволяет сгладить зависимость $\eta(\epsilon_n)$, имеющую без воды вид частотка из множества отд. максимумов (нейтронные резонансы, см. Нейтронная спектроскопия). Ядра лантаноидов после захвата нейтрона излучают каскад γ -квантов. Это позволяет, включая отд. секции синтлалита, детектора γ -квантов в схему совпадений, снизить фон при $\eta \sim 30\%$ и $\tau \sim 10^{-6}-10^{-7}$ с.

Радиоактивные индикаторы. Захват нейтрона стабильными ядрами часто приводит к образованию β -активных ядер. Облучённые нейтронами вещества (индикаторы) в виде тонких фольг (Au, In, Ag, Cu и т. д.) помещаются перед детектором β -частиц. Если период полураспада $T_{1/2}$ значительно больше времени облучения индикатора, то по величине β -активности можно определить кол-во нейтронов, попавших в индикатор за время облучения. Измерения абс. β -активности требуют знания телесного угла, поглощения и рассеяния β -частиц в самом индикаторе и стёклах детектора. Для отст. измерений нейтронных потоков достаточно ограничиться измерениями β -активностей индикаторов в той же среде, условиях. Так измеряют, напр., пространств. распределение нейтронов в активной зоне реактора. Для измерения интенсивности слабых нейтронных потоков пользуются радиоимпеч. методом, основанном на Сциллара — Чалмерса эффекте. Для детектирования быстрых нейтронов используются реакции (n, p); ($n, 2n$); (n, α), пороги к-рых ~ 10 МэВ, а сечения $\sim 0,5$ барн, приводящие к образованию β -активных ядер. Бета-распад короткоживущих ядер радиатора ($T_{1/2} \lesssim 1$ с) вызывает электрич. ток в т. п. датчиках с прямой α зарядки и, применяемых для детектирования интенсивных потоков нейтронов.

Детектирование ультрахолодных нейтронов ($\epsilon_n < 5-10^{-8}$ эВ) затруднено тем, что такие нейтроны эффективно отражаются от поверхности радиаторов, проникая вглубь на малую глубину (~ 150 А), на к-рой вероятность захвата нейтрона незначительна. Поэтому их предварительно ускоряют в гранитах, и магн. полях, механ. ударом от движущихся поверхностей или с помощью неурукого рассеяния на ядрах Н. Отражение нейтрона становится несущественным, если детектор движется навстречу нейтрону со скоростью, намного превышающей скорости нейтронов. При этом детектируются нейтроны сколь угодно малых энергий, т. е.

практически «столые» нейтроны с $\eta \sim 100\%$ (см. Ультрахолодные нейтроны).

Детектирование нейтронов сверхвысоких энергий ($\epsilon_n > 1$ ГэВ) осуществляется т. н. адронным калориметром с установленным перед ним магнитом, после к-рого «очищает» пучок нейтронов от фона зарядж. частиц. Импульс от калориметра пропорц. ϵ_n с разрешением по энергии $\Delta \epsilon_n \approx 0,8\epsilon_n^{1/2}$ при $\eta \sim 100\%$. Идентификация нейтрона происходит по сравнительно схеме антисовпадения калориметра с установленным перед ним детектором зарядж. частиц (синтлалитовый, пропорц. камера и т. д.) и по форме ливня (эл.-магн. ливня, вызванные γ -квантами таких же энергий, значительно плотнее и уже адронных, см. Ионизационный калориметр).

Пространственное распределение нейтронов измеряется системами идентичных Н. д. или детекторами, в к-рых координата попадания нейтрона определяется по амплитуде, фронту или длительности электрич. сигнала. Такие системы бывают одно- и многомерные и оснащаются малым ЭВМ.

Лит. см. при ст. Нейтронная физика, Детекторы. А. В. Стрелков.

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ — сверхплотные звёзды, вещество к-рых состоит в основном из нейтронов. Существование Н. а. было предсказано в 30-х гг. 20 в., вскоре после открытия нейтрона. Однако только в 1967 они были обнаружены в виде импульсных источников радиозлучения — пульсаров. Затем было установлено, что Н. з. входят в состав век-рых двойных звёзд, где они проявляют себя как релаксационные пульсары (открыты в 1971), как квазипериодич. всплывшие источники рентг. излучения — барстеры (1975) и как источники редких аperiодич. рентг. всплывк — транзиенты. Неск. десятков ярких квааистационарных источников рентг. излучения в Галактике, возможно, также связаны с Н. з. в двойных системах. На одной из стадий существования Н. а. являются, по-видимому, источниками космич. гамма-всплесков. К 1987 открыто ок. 1000 Н. з., из них ок. 400 в виде обычных радиопульсаров, ок. 20 в виде рентг. пульсаров, ок. 50 в виде барстеров и транзиентов и ок. 400 в виде источников гамма-всплесков.

Плотность и масса Н. а. Теория строения звёзд приводит при известных физ. свойствах звёздного вещества к однозначной зависимости массы холодной, неврачающейся и немагн. звезды от её центр. плотности ρ_c . На графике этой зависимости (рис. 1) можно выделить два участка, соответствующие устойчивым равновесным

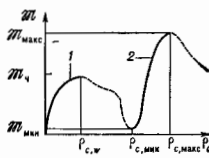


Рис. 1. Качественный вид зависимости массы M холодной звезды от их центральной плотности ρ_c (по горизонтальной оси масштаб не выдержан). Устойчивые конфигурации изображены жирными сплошными линиями, неустойчивые — штриховыми линиями. 1 — белая карлики, 2 — нейтронные звёзды. Штрих — предел Чандрасекара для белых карликов.

состояниям звёзд с резко различающимися значениями ρ_c . Участок $\rho_c < \rho_{c, \text{min}}$ описывает белые карлики, а участок $\rho_{c, \text{min}} < \rho_c < \rho_{c, \text{max}}$ — Н. а. Плотность Н. а. монотонно уменьшается от центра к периферии, тем не менее плотность большей части вещества близка по порядку величины к плотности атомных ядер ($\rho_n = 2,8 \cdot 10^{14}$ г/см 3).

Внутр. строение Н. з. определяется гл. обр. зависимостью давления P холодного вещества от ρ , т. е. уравнением состояния $P(\rho)$ при $T = 0\text{K}$, а также условиями гидростатич. равновесия вещества с учётом эффектов общей теории относительности (ОТО). Эффекты, связанные с распределением темп-ры и др. специфич. свойств Н. з., учитываются в послед. более адекватных приближениях теории строения Н. з. Именно осьцы ОТО:

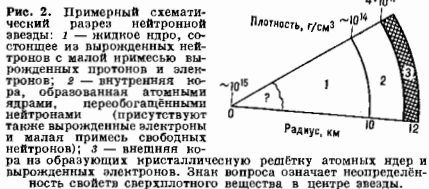
способность звезды создавать гравитат. поле и искривление пространства при наличии сильного гравитат. поля, — определяют существование макс. массы M . з. $M_{\text{макс}}$ при конечной центр. плотности $\rho_{\text{с,макс}}$. Значения $M_{\text{макс}}$ и $\rho_{\text{с,макс}}$ зависят от вида у-н. состояния при сверхядерных плотностях $\rho \geq \rho_{\text{н}}$, поскольку существует вещество N . з. с массой, близкой к $M_{\text{макс}}$, оказывается сжатой именно до таких больших плотностей. Определение $P(\rho)$ в этом случае представляет очень сложную задачу ядерной физики и физики элементарных частиц, для решения к-рой необходимы детальные сведения о взаимодействиях нейтронов, протонов и появляющихся при сверхядерных плотностях мезонов и гиперонов. Различные реализации модели сверхплотного вещества приводят к $M_{\text{макс}} = (1,4 - 2,7) M_{\odot}$ и $\rho_{\text{с,макс}} = (1,4 - 6) \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ соответственно (масса Солнца $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33} \text{ г}$). Без учёта упомянутых эффектов ОТО и в предположении, что $P(\rho)$ определяется при любых плотностях свойствами вырожденного газа взаимодействующих нейтронов, масса N . з. была бы ограничена значением $M_{\text{макс}} = 5,73 M_{\odot}$ — т. н. *Чандрасекара пределом* для нейтронного газа, причём $M_{\text{макс}}$ соответствовала бы бесконечной центральной плотности. Решение задачи о структуре N . з. с тем же у-н. состоянии газа нейтронов, но в рамках ОТО даёт $M_{\text{макс}} \approx 0,7 M_{\odot}$ и $\rho_{\text{с,макс}} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$. В данном случае эффекты ОТО уменьшают предельную массу N . з. более чем в 8 раз.

Эксперим. данные физики высоких энергий показывают, что с уменьшением расстояния между нуклонами ядерные силы притяжения сменяются силами отталкивания. Поэтому при плотностях $\rho \geq \rho_{\text{н}}$ давление вещества N . з. оказывается больше, чем газа взаимодействующих нейтронов, т. е. способность звёздного вещества противодействовать сжимающей его силе тяжести увеличивается. В результате $M_{\text{макс}}$ повышается до указанных выше пределов $(1,4 - 2,7) M_{\odot}$. Кроме того, отталкивание нуклонов с избытком компенсирует эффект, замедляющий рост давления с увеличением плотности, — рождение новых частиц (мезонов, гиперонов). Разброс предсказываемого значения $M_{\text{макс}}$ связан с трудностью построения количеств. теории сверхплотного вещества.

Мин. масса N . з. $M_{\text{мин}} \approx 0,1 M_{\odot}$ ($\rho_{\text{с,мин}} \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$). Плотность вещества внутри N . з. с массами, близкими к $M_{\text{мин}}$, меньше ядерной. Используемое в этом случае у-н. состояние основывается на богатом эксперим. материале и поэтому даёт достаточно точное значение $M_{\text{мин}}$. Сам факт существования мин. массы N . з. связан с тем, что при низких плотностях нейтроны в силу подверженности *бета-распаду* ($n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$) уже не могут быть преобладающим компонентом вещества. При характерных для N . з. (в случае $M > M_{\text{мин}}$) высоких плотностях нейтроны устойчивы и не распадаются, поскольку уже небольшой примеси протонов (p) и электронов (e^-) достаточно, чтобы в соответствии с *Паули принципом* эти частицы восприняли распад остальных нейтронов.

Структура N . а. Радиусы N . з. уменьшаются с ростом массы от $R \approx (100 - 200) \text{ км}$ при $M \approx M_{\text{мин}}$ до $R \approx 7 - (14) \text{ км}$ при $M \approx M_{\text{макс}}$. Осн. характеристики изобрана на рис. 2.

Разброс величин в табл. отражает неопределённость у-н. состояния сверхплотного ($\rho \geq \rho_{\text{н}}$) вещества. Мин. период вращения соответствует равенству гравитат. и центробежной сил на экваторе звезды. В сильном гравитат. поле N . з. становится заметным т. н. гравитат. красное смещение z — относит. увеличение всех длин волн эл.-магн. излучения с поверхности N . з., регист-



рируемых далёким наблюдателем [энергия соответствующих фотонов уменьшается в $(1+z)$ раз]. Определение z для N . э. по их рентг. и гамма-спектрам (именно в этих диапазонах эл.-магн. волн можно ожидать наиб. интенсивного излучения поверхности N . з.) представляет собой очень важную, хотя и трудную, задачу совр. астрономии. В силу соотношения $1+z = 1/\sqrt{1 - r_g/R}$ значение z определяет один из гл. параметров N . з. — отношение *гравитационного радиуса* $r_g = 2GM/c^2$ (здесь G — гравитат. постоянная) к фактич. радиусу R . Др. важный параметр — гравитат. *дефект массы* ΔM — может быть в принципе измерен методами нейтринной астрономии (см. *Нейтринная астрофизика*), поскольку соответствующая ему энергия $\Delta M c^2$ выделяется в процессе образования N . з. преим. в виде нейтрино (и антинейтрино) всех трёх типов.

Самые наружные слои не очень молодой и успешной достаточно юной N . з. состоят, по-видимому, из Fe с возможной примесью Cr, Ni. Со, к-рые образуют твёрдую внеш. кору звезды (рис. 2). Плотность вещества быстро увеличивается и глубь звезды и уже на глубине неск. сотен метров достигает $4 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$. При такой плотности осн. компонентом вещества оказываются ядра железа и соседних с ним элементов в таблице Менделеева, сильно переобогатённые нейтронами. Поэтому под внеш. корой N . з. должна находиться твёрдая насыщенная нейтронами внутр. кора, к-рая граничит с жидким ядром, состоящим в осн. из вырожденных нейтронов с малой примесью вырожденных протонов и электронов. Если центр. плотность N . з. превышает $\sim 10^{15} \text{ г/см}^3$, то близк центра звезды известно содержится помимо нуклонов и электронов также мезоны, гипероны и др. элементарные частицы. Свойства сверхплотного вещества при $\rho > \rho_{\text{н}}$ пока ещё известны недостаточно точно. Теоретич. расчёты показывают, что близк центра N . з. (особенно звёзд с $M \approx M_{\text{макс}}$) возможны такие эффекты, как появление ионного конденсата, переход нейтронной жидкости в твёрдое кристаллич. состояние и даже образование кварк-глюонной и гиперновой плазмы. Большое значение для физики N . з. имеет *сверхтекучесть* нейтронного компонента звёздного вещества, возможная в жидком ядре и во внутр. коре, а также *сверхпроводимость* протонного компонента при плотностях, близких к ядерным.

Образование N . з. происходит в процессе *гравитационного коллапса* на конечных стадиях эволюции достаточно массивных обычных звёзд (см. *Эволюция звёзд*). Медленная, длительно десятки и сотни млн. лет эволюция массивных равновесных звёзд (с массой, по крайней мере в неск. раз превышающей M_{\odot}) может привести к тому, что масса их центр. областей, сильно сжавшихся и истеривших запасы ядерного горючего,

Основные характеристики типичной нейтронной звезды с массой $M = 1,3 M_{\odot}$

Радиус	$R = 16 - 8 \text{ км}$
Гравитат. радиус	$r_g = 2GM/c^2 = 3,9 \text{ км}$
Плотность в центре	$\rho_c = 4 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$
Мин. период вращения	$T_{\text{мин}} = (10 - 3) \cdot 10^{-4} \text{ с}$
Момент инерции	$I = (2 - 0,6) \cdot 10^{44} \text{ г} \cdot \text{см}^2$
Гравитат. красное смещение	$z = 0,15 - 0,39$
Гравитат. дефект массы	$\Delta M = (0,08 - 0,18) M_{\odot}$
	$c^2 \cdot \Delta M = (1,4 - 3,2) \cdot 10^{46} \text{ эрг}$

в нек-рой момент времени окажется больше предела Чандрасекара $M_{\text{ч}} \approx 1,4 M_{\odot}$ для белых карликов. В таком состоянии центр области звезды не могут существовать долго — охлаждение и продолжающееся увеличение их массы нарушают баланс между силами тяжести и силами давления. В результате очень быстро (за неск. секунд или долей секунды) центр области звезды сжимаются до ядерных плотностей, подвергаясь одновременно процессу *нейтронизации вещества*, — рождается нейтронная звезда. Массы образовавшихся таким путём Н. з. могут находиться в пределах $M_{\text{н.з.}} \leq M_{\text{н.з.}} \leq M_{\text{манс.}}$. В случае, когда появление Н. з. сопровождается вспышкой *сверхновой звезды*, значит, часть массы звезды выбрасывается в космос. Пространство, что указывает на возможность образования Н. з. с массами $M_{\text{н.з.}} < M_{\text{ч}}$. Но образованию Н. з., по-видимому, не всегда сопутствует вспышка сверхновой звезды (возможен «тихий» коллапс). Другую возможность появления Н. з. представляет эволюция белых карликов в тесных двойных звездных системах. Перетекание вещества со звезды-компаньона на белый карлик постепенно увеличивает его массу, и, когда она достигает $M_{\text{ч}}$, белый карлик превращается в Н. з. В этом случае $M_{\text{н.з.}} \leq M_{\text{н.з.}}$ (знак неравенства учитывает гравитационный дефект массы, а также возможный сброс внеш. слоёв белого карлика). В случае, когда перетекание вещества продолжается и после образования Н. з., её масса может со временем значительно увеличиться. При $M_{\text{н.з.}} > M_{\text{манс.}}$ Н. з. теряет устойчивость и в результате релятивистского гравитационного коллапса превратится в *чёрную дыру*.

Сильное сжатие центр. областей звёзд при переходе их в Н. з. (уменьшение радиуса больше чем в 100 раз) сопровождается, в силу законов сохранения момента кол-ва движения и магн. потока, резким возрастанием скорости вращения и величин магн. поля. Тем самым получают естеств. объяснение быстрое вращение пульсаров и их сильные магн. поля по сравнению с обычными звёздами и белыми карликами. Происхождение сильных магн. полей пульсаров ($10^{10} - 10^{13}$ Г) может быть связано также с к. л. механизмами их возбуждения (напр., с термомангнитными эффектами). Однако центробежные и магн. силы у наблюдавшихся до сих пор пульсаров не столь велики, чтобы существенно влиять на их общую структуру. Поэтому строение Н. з. обычно рассматривают без учёта этих эффектов (напр., пренебрегают отклонениями от сферич. симметрии), а роль магн. поля и вращения учитывают в разл. процессах переноса энергии внутри и вблизи поверхности Н. з. (*изгибное излучение, синхротронное излучение, нейтринное излучение, лучистый перенос энергии и электронная теплопроводность*).

Частота образования Н. з. пока ещё не известна с желаемой точностью, что связано с неопределённостями как в теории эволюции звёзд, так и в статистике пульсаров. Обычно принимают, что в Галактике одна Н. з. возникает в среднем раз в 10—30 лет. Поскольку возраст Галактики $\sim 10^{10}$ лет, то в ней должно содержаться около миллиарда Н. з. К настоящему времени зарегистрирована лишь ничтожная часть Н.з. Галактики.

Важнейшие направления исследования Н.з. Определение масс Н. з. в тесных двойных системах (двойные пульсары, рентг. пульсары, барстеры) показало, что их наиб. вероятные значения лежат в пределах $(1-2) M_{\odot}$. Однако неопределённости в значениях $M_{\text{н.з.}}$ ещё велики: для нек-рых Н. з. не исключены массы $0,5 M_{\odot}$ и $3 M_{\odot}$. По-видимому, наиб. точно определена $M_{\text{н.з.}}$ для радиопульсара PSR 1913 + 16 в двойной системе: $M_{\text{н.з.}} = (1,41 \pm 0,06) M_{\odot}$.

Систематич. измерение периодов радиопульсаров (т. е. периодов вращения τ Н. з.) показало, что вращение пульсаров постепенно замедляется. Замедление связано с превращением кинетич. энергии вращения в энергию излучения пульсаров. Однако на фоне почти

монотонного возрастания τ случаются небольшие скачкообразные изменения периода, а также наблюдаются совсем малые хаотич. вариации τ .

Наб. простое объяснение таких скачков и вариаций сводится к следующему. Постепенное увеличение τ сопровождается изменением центробежной силы и накоплением напряжений в твёрдой коре пульсаров, что время от времени вызывает растрескивание коры, а иногда крупные разломы и звездотрясения. В результате соответствующих изменений момента инерции коры и происходят скачкообразные сбросы и незначит. вариации периодов вращения, характерные времена релаксации k -рых определяются степенью «сцепления» коры и сверхтекучего ядра Н. з.

Однако из последующего детального изучения данных наблюдений стало ясно, что происхождение и временное поведение изменений τ имеет, по-видимому, более сложную связь со сверхтекучестью имеющихся в звезде нейтронов (как свободных, так и связанных в атомных ядрах). Вращение Н. з. приводит к появлению в их сверхтекучем веществе множества квантованных вихрей. Такие вихри сложным образом взаимодействуют с нормальными (не сверхтекучими) компонентами вещества и с кристаллич. решёткой внеш. коры Н. з. При этом могут развиваться коллективные процессы (не обязательно идишированные звездотрясениями), k -рые сопровождаются перераспределением момента кол-ва движения между твёрдой корой и ядром Н. з. (момент инерции коры составляет лишь $10^{-1} - 10^{-2}$ от полного момента инерции Н. з.). Наблюдения временных характеристик изменений периода радио- и рентг. пульсаров содержат важную информацию о сверхтекучести вещества Н. з., о свойствах их коры и о физ. условиях в их недрах. Напр., соответствующие данные для пульсара в Крабовидной туманности позволили оценить темп-пу в центре Н. з. $T_c \approx 4 \cdot 10^8$ К.

Наблюдения в рентг. диапазоне около десятка молодых остатков *всплеск сверхновых* звёзд в нашей Галактике, в k -рых либо присутствуют достаточно горячие Н. з. (Крабовидная туманность, туманность в созвездии Парусов), либо можно ожидать их присутствия, позволили установить верх. пределы для *эффективных температур* $T_{\text{эф}}$ этих Н. з. Пределы оказались близкими к $(1-2) \cdot 10^8$ К. В частности, для пульсара в Крабовидной туманности и туманности в Парусах, а также для Н. з., предпологаемой в остатке сверхновой RCW 103, было получено $T_{\text{эф}} < 2,0 \cdot 10^8$ К, $1,5 \cdot 10^8$ К и $2,2 \cdot 10^8$ К соответственно. Не исключено, что в этих трёх случаях верх. пределы близки к реальным значениям T_c .

Теория охлаждения Н. з. в общем согласуется с данными наблюдений. Скорость охлаждения Н. з. зависит от влияния на механизмы переноса энергии и теплоёмкость её вещества сверхтекучести, сверхпроводимости, магн. поля и ряда др. свойств вещества в сверхплотном состоянии. Поэтому сопоставление теории остывания Н. з. с будущими более тонкими наблюдениями обещает стать одним из эфф. способов исследования структуры Н. з. и физ. свойств ядерной материи.

Большие перспективы в изучении Н. з. связываются с успехами нейтринной астрономии, k -рая в принципе позволяет определять параметры мощной вспышки нейтринного излучения, сопровождающего рождение Н. з. Впервые такой всплеск нейтринного излучения был зафиксирован подземными нейтринными детекторами в момент вспышки сверхновой в Большом Магеллановом Облаке 23 февр. 1987. Измерения нейтринного излучения позволяют не только непосредственно измерять дефект массы нейтронных звёзд, но и проследить за самим процессом образования нейтронных звёзд.

Изучение Н. з. превратилось в одну из самых увлекательных и богатых открытиями областей астрофиз.

вики. Экстремальные физ. условия в Н. а. делают их уникальными естеств. лабораториями, представляющими обширный материал для исследования физики ядерных взаимодействий, элементарных частиц и теории гравитации.

Лит.: Гинзбург В. Л., О физике и астрофизике, 3 изд., М., 1980; Зельдович И. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюции звезд, М., 1971; Шакура Н. И., Нейтронные звезды и черные дыры в двойных звездных системах, М., 1976; Смит Ф. Г., Пульсары, пер. с англ., М., 1978; Манчестер Р., Тейлор Дж., Пульсары, пер. с англ., М., 1980; Шварцшильд С., Тяготелески С. Черные дыры, Безделье зародки и нейтронные звезды, пер. с англ., т. 1—2, М., 1985.

Д. К. Набеляк.

НЕЙТРОННЫЕ ИСТОЧНИКИ — устройства для получения нейтронных пучков. Действие всех типов источников основано на использовании ядерных реакций, сопровождающихся вылетом нейтронов. Н. и характеризуются интенсивностью (число нейтронов в с), энергетическими и угловыми распределениями, степенью поляризации нейтронов (см. *Поляризованные нейтроны*) и режимом испускания (непрерывным или импульсным).

Простейшие Н. в. (радионуклидные) содержат либо спонтанно делящиеся ядра (напр., ^{252}Cf), либо однородную смесь порошков Ве и α -активного нуклида (^{238}Pu , ^{235}Pu , ^{241}Am), излучающую нейтроны в результате реакции $^2\text{He} + \text{He} = \text{C} + \text{n}$. Макс. мощность таких Н. в. ($\sim 10^8$ нейтрон/с) ограничена допустимой активностью радиоакт. препаратов. Достоинством радионуклидных Н. в. — малые габариты, простота и стабильность (хотя мощность источника плохо падает в соответствии с периодом полураспада радиоакт. нуклида). Их недостатки, кроме низкой мощности, — широкий энергетич. спектр нейтронов (0,1 — 12 МэВ) и высокий уровень сопровождающего γ -излучения.

Более мощные Н. в., исчисляющие $10^7 - 10^{13}$ с $^{-1}$, — небольшие зал.-статич. ускорители, в к-рых ядра дейтерия ^2H , ускоренные до энергий ~ 200 кэВ, бомбардируют мишень, содержащую тритий ^3H . В результате реакции $^2\text{H} + ^3\text{H} = ^4\text{He} + \text{n}$ образуются практически моноэнергич. нейтроны с энергией ~ 14 МэВ. Такие Н. в. используются для нейтронного *актинохимического анализа*, нейтронного коротажа, *нейтронорафии*.

Еще более мощные Н. в. являются исследовательские *ядерные реакторы*, исчисляющие $5 \cdot 10^{18}$ с $^{-1}$ на каждый МВт мощности реактора. Реактор как Н. в. обычно характеризуется не полным кол-вом испускаемых нейтронов, а макс. плотностью N их потока (яркость) внутри активной зоны или замедлителя реактора. В исследовательских реакторах N достигает 10^{18} с $^{-1}$ с 1 см^2 . Хотя в реакции *деления ядер* ср. энергия образующихся нейтронов ~ 2 МэВ, в результате замедления нейтронов в конструкц. элементах и замедлителе спектры нейтронов обычно сильно обогащен тепловыми нейтронами (максимум в области 0,06 эВ). Ещё большая яркость $\sim 10^{17}$ с $^{-1}$ с 1 см^2 (в импульсе длительностью 100 мкс) достигается в *импульсных реакторах*.

Высокая плотность потока нейтронов получается также при использовании мощных электронных или протонных ускорителей (см. *Нейтронный генератор*).

В. И. Луциков.

НЕЙТРОННЫЙ ГЕНЕРАТОР — установка для получения нейтронных пучков высокой интенсивности, состоящая из *сильноточного ускорителя* заряд. частиц (протонов, дейтронов, электронов) и мишени — конвертора. Интенсивные импульсные потоки нейтронов получают с помощью протонных ускорителей — т. е. *мезонных фабрик*, в к-рых нейтроны непосредственно выносятся протонами из ядер. При энергии протонов 1 ГэВ каждый протон выбивает из урановой мишени до 30—50 нейтронов. Напр., Лос-Аламосская мезонная фабрика (США) с накопит. кольцом генери-

рует пучки нейтронов (при длительности импульса 250 пс и частоте повторения 12 Гц) интенсивностью ок. 10^{18} с $^{-1}$.

Генерирование мощных нейтронных потоков предусматривается также в нек-рых проектах коэвонных (адронных) фабрик. Так, в адронной фабрике в Японии планируется, в частности, получение потока нейтронов в надтепловой и холодной областях спектра (на единичный интервал энергии) в ср. более 10^{17} с $^{-1}$ с 1 ав^2 , а в ультралоидной области более 10^8 с $^{-1}$ с 1 см^2 .

В электронных ускорителях нейтроны получают в результате фотонейтронной реакции (γ, n) от тормозного излучения электронов, падающих на вольфрамовую или урановую мишень. При энергии электронов 30 МэВ генерируется 1 нейтрон на 100 электронов. Наиб. крупным электронным ускорителем, используемым для получения интенсивных импульсных потоков нейтронов (до $3 \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$), является линейный ускоритель «ORÉLA» (Ок-Ридж, США) с энергией электронов 140 МэВ, импульсным током до 20 А, длительностью импульса 7—20 нс, частотой повторения 10^3 Гц.

Перспективы Н. г. на основе мощных *линейных ускорителей* протонов и дейтронов на энергии 1—1,6 ГэВ с током 0,1 — 1 А. В мишенях таких Н. г. реализуются ядерные реакции расщепления дейтрона на протон и нейтрон, к-рые дают высокий выход нейтронов и возможность управления их потоками. Напр., при токах протонов ~ 100 мА энергии 1 ГэВ на мишенях из Pb, Bi, U генерируются потоки нейтронов до 10^{19} с $^{-1}$. Н. г. типа предполагается использовать для исследования радиационной стойкости материалов, исследований в области ядерной физики и химии. Обсуждаются возможности их применения с мишенями на делящихся материалах для получения ядерного горячего (^{239}Pu , ^{233}U) в пром. масштабах. Мощные Н. г. предполагается также использовать для перевода долгоживущих радионуклидов, содержащихся в «отходах» ядерных реакторов, в короткоживущие (трансмутац. и), для «сваробки» трития (через мишень, содержащую отходы, прокачивают жидкий Li), а также для получения трансурановых элементов (напр., ^{253}Cf).

Лит.: Технологические аспекты ядерных энергетических систем с воспроизводством топлива, под ред. Г. Баура, А. Мандольца, пер. с англ., М., 1988.

Б. П. Мурун.

НЕЙТРОНОВОД — канал, по к-рому распространяется направленный поток нейтронов. В простейшем случае Н. служит прямая вакуумированная труба, окружённая защитой для поглощения нейтронов, выходящих через боковые стенки Н. Надтепловые нейтроны (с энергией $\rho > 0,1$ эВ) практически не взаимодействуют с веш. полями (магн., гравитационным) и поэтому распространяются по Н. прямолинейно по законам геом. оптики. Для формирования пучков внутри Н. устанавливаются коллиматоры из материалов, поглощающих нейтроны. Плотность потока нейтронов в таких Н. уменьшается как $1/r^2$, где r — расстояние от центра источника нейтронов. Обычно применяются Н. длиной 10—1000 м, диам. 5—50 см с входными и выходными окнами из Al, толщиной 1—2 мм, откаченные до давления 1—2 Па. Н. используются для вывода сформир. пучков нейтронов из источника (реактор, ускоритель), а также в сочетании с импульсными нейтронными источниками в *нейтронной спектроскопии* по времени пролёта.

Для нейтронов с энергией $\rho < 0,1$ эВ используются зеркальные Н., основанные на полном отражении нейтронов от стенок Н. Угругое керосептное рассеяние нейтронов на атомных ядрах в стенках Н. эквивалентно действию на нейтроны небольшого отталкивающего потенциала $U \leq 2 - 3 \cdot 10^{-7}$ эВ (для Ni, Fe, графита). Поэтому нейтроны с энергией ρ , падающие на гладкие (зеркальные) стенки Н. под углами $\alpha < (U/\rho)^{1/2}$,

полностью отражаются обратно внутрь Н. (см. Нейтронная оптика). Начиная с $r = d(\delta/U)^{1/2}$ (d — поперечные размеры), полное отражение от стенок должно испытывать все нейтроны с энергией $\delta < \delta_0$, и плотность потока таких нейтронов в Н. будет оставаться почти постоянной. Нек-рые потери нейтронов возникают за счёт диффузного отражения от шероховатостей стенок и слабого поглощения в тонком поверхностном слое (толщиной ~ 200 А), соответствующем глубине проникновения нейтрона в стенку при полном отражении. Для тепловых нейтронов с $\delta = 0,025$ эВ и стенок из Ni ($U = 2,40 \cdot 10^7$ эВ) макс. угол скольжения $\alpha = 10^\circ$. Обычно зеркала-Н. изготавливают из полипропиленовых пластин с напыленным на поверхность тонким (1—2 мкм) слоем Ni. Пластинки склеиваются в Н. коробчатого сечения.

Если зеркальный Н. плавно изогнуть с радиусом изгиба $R = 2d^2 \epsilon_0 / U(d^2 - \text{размер Н. в плоскости изгиба})$, то он может служить фильтром, пропускающим нейтроны с $\delta < \delta_0$. Кроме того, пучок на выходе изогнутого зеркального Н. свободен от γ -излучения, неизбежно исключаемого нейтронами источниками. Зеркальные Н. используются также и как поляризаторы медленных нейтронов. С этой целью отражающий слой изготавливается из ферромагнетика, для к-рого отталкивающий нейтроны потенциал стенок равен $U' = U \pm \mu B$, где μ — магн. момент нейтрона, B — индукция магн. поля в ферромагн. слое, знаки \pm соответствуют двум ориентациям спина нейтрона. В нек-рых материалах (напр., сплав 50% Fe + 50% Co) $U = |\mu B|$ и полное отражение имеет место только для одной из возможных проекций спина нейтрона (см. Поляризованные нейтроны). Ультразвонковые нейтроны ($\delta < U$) испытывают полное отражение от стенок Н. при любых углах падения и распространяются по Н. произвольной формы как сильно разреженный газ.

Лит. см. при ст. Нейтронная оптика. В. И. Луцков, **НЕЙТРОНОГРАФИЯ** — совокупность методов исследования структуры и свойств вещества с помощью рассеяния нейтронов низких энергий ($\delta \leq 1$ эВ). Длина волны де Бройля медленных нейтронов соизмерима с межатомами расстояниями в конденсир. средах, что позволяет изучать взаимное расположение атомов (см. Нейтронная дифракция). Масса и кинетич. энергия нейтрона соизмеримы с массой атома и энергией межатомных взаимодействий в веществе, что позволяет с помощью неупругого рассеяния нейтрона исследовать динамику, свойства отд. атомов и молекул в среде. Магн. момент нейтрона взаимодействует с магн. моментами атомов, что позволяет по интенсивности и поляризации магн. рассеяния определять величины магн. моментов атомов, их взаимное расположение и ориентацию, динамику свойства (см. Магнитная нейтронная оптика). Н. применяется для исследования структурных, динамич. и магн. свойств практически всех известных форм конденсир. состояний вещества, от простых жидкостей и кристаллов до биологических макромолекул.

Рассеяние нейтронов веществом принято классифицировать по след. признакам: по изменению энергии нейтрона при рассеянии (упругое, неупругое); по характеру взаимодействия, ответственного за рассеяние (ядерное, магнитное); по степени когерентности нейтронных волн, рассеянных от множества центров, образующих изучаемое вещество. В общем случае интенсивность нейтронной волны, рассеянной малым объёмом вещества, можно представить в виде двух слагаемых, первое из к-рых пропорц. числу рассеивающих центров N (некогерентная составляющая), второе — N^2 (когерентная составляющая). Когерентная составляющая проявляется в виде пиков на нейтронграмме, некогерентная определяет фон. Некогерентная составляющая нечувствительна к структуре вещества, отражает взаимодействие нейтрона с отд. рассеивающими центрами (дефектами, примесями) и даёт информацию

только о динамич. свойствах отд. рассеивателей (атомные ядра, магн. моментов, молекул). Когерентная составляющая является структурно-чувствительной и позволяет получать информацию о структуре вещества, коллективных динамич. свойствах.

Отличия Н. от методов, использующих рассеяние др. частиц (мелитроннография, рентгеновского структурного анализа, рассеяния света), связаны со свойствами нейтрона: отсутствием элетрич. заряда, наличием массы покоя и взаимодействием с веществом только посредством ядерных и магн. сил, а также с высокой проникающей способностью нейтрона, возможностью обмениваться со средой значит. частью кинетич. энергии, изотропией амплитуды ядерного рассеяния и его нерегулярной зависимостью от массового числа A и заряда Z ядра. Н. является единственным методом, пригодным для исследования нек-рых свойств конденсированных сред, и часто применяется в физике твёрдого тела, жидкостей, физической химии, молекулярной биологии и др.

Нейтроннографич. исследования проводятся в научных центрах, располагающих мощными нейтронными источниками — исследовательскими ядерными реакторами или ускорителями частиц с мишенью, производящей нейтроны. В СССР такими центрами являются ИАЭ, ОИЯИ (Дубна), ЛЯИФ (Гатчина) и др. Осн. зарубежные центры — Ин-т Лауз — Жанкевна (Гренобль, Франция), Брукхейвенская нац. лаборатория (Нью-Йорк, США), лаборатория Резерфорд — Алтон (Великобритания) и др.

Лит. см. при ст. Нейтроннография, структурная. А. М. Балагуров, Ю. М. Остаев, **НЕЙТРОНОГРАФИЯ СТРУКТУРНАЯ** — исследование атомной структуры конденсир. сред методом дифракции нейтронов низких энергий на атомных ядрах (упругого когерентного рассеяния). В Н. с. используются нейтроны с длиной волны де Бройля $\lambda \geq 0,3$ А.

Рассеяние нейтронной волны на одиночном ядре описывается с помощью т. н. амплитуды рассеяния b , имеющей смысл амплитуды сферич. волны, испускаемой ядром, если на него падает плоская возбуджающая волна единичной амплитуды. Амплитуда рассеяния зависит от массового числа ядра A , его заряда Z , а также от относит. ориентации спинов нейтрона и ядра. Поэтому сумма сферич. волн, рассеянных ансамблем нежидкост. ядер, состоит из слагаемых с разл. амплитудами. В Н. с. важна усреднённая амплитуда (\bar{b}), наз. когерентной амплитудой рассеяния. Усреднённые амплитуды проводятся по спиновым состояниям, изотопному и химическому составу ансамбля ядер, эквивалентных в структурном отношении. Среднеквадратичная флуктуация ($b^2 - \bar{b}^2$) определяет интенсивность некогерентного рассеяния. Интенсивность когерентного рассеяния — дифракции нейтронов зависит от атомной структуры вещества, тогда как интенсивность некогерентного рассеяния к структуре нечувствительна.

Для наблюдения дифракции нейтронов на исследуем. объект (образец) объёмом V направляют коллимированный пучок нейтронов с волновым вектором k_0 и регистрируют интенсивность I рассеянных нейтронов, имеющих волновой вектор k той же длины, но др. ориентации ($k = k_0 = 2\pi/\lambda$). Интенсивность является ф-цией т. н. вектора рассеяния $\kappa = k - k_0$, $\kappa = 4\pi \sin \theta / \lambda$, где 2θ — угол рассеяния:

$$I(\kappa) = A^2 \left| \int_V \rho(r) \exp(i\kappa r) dV \right|^2. \quad (1)$$

Здесь A — амплитуда рассеянной нейтронной волны, r — пространств. координата точки. Соотношение (1) показывает, что рассеянная нейтронная волна — сумма волн, рассеянных элементарными объёмами dV , каждая из к-рых имеет амплитуду $\rho(r)dV$ и фазовый множитель $\exp(i\kappa r)$; $\rho(r)$ наз. плотностью когерентной амплитуды рассеяния нейтронов. Задачей Н. с. явля-

ется привлечение к наблюдаемой зависимости $I(\mathbf{k})$ сведений о ф-ции $\rho(r)$, описывающей исследуемую структуру.

Кристаллы. Кристаллы обладают периодич. атомной структурой. Положение атома в кристалле может быть задано вектором $r_{Nj} = r_j + r_N$, где r_j указывает на положение j -го атома в N -й элементарной ячейке, а r_N — задает положение N -й ячейки в кристалле. Плотность амплитуды рассеяния:

$$\rho(r) = \sum_{Nj} b_{jN} \delta(r - r_{Nj}),$$

где b_{jN} характеризует вероятность рассеяния нейтрона каждым ядром, а δ -функция указывает положение ядра. Суммирование ведётся по всем атомам кристалла. Величины b определяются на кристаллах с известной структурой или методами нейтронной оптики. Значение b установлено для 150 (из 276) стабильных нуклидов, в т. ч. практически для всех нуклидов первой половины периодич. системы элементов.

Интенсивность пучка рассеянных нейтронов пропорц. дифференц. сечению рассеяния, k -рое для одной элементарной ячейки кристалла имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \sum_j b_j \exp(i\mathbf{m}r_j) \right|^2 \frac{(2\pi)^3}{V_c} \delta(\mathbf{k} - 2\pi\mathbf{H}). \quad (2)$$

Здесь V_c — объём элементарной ячейки, \mathbf{H} — вектор обратной решётки, задаваемой с помощью индексов кристаллографических (h, k, l) . Дельта — ф-ция в (2) показывает, что рассеяние нейтронов будет наблюдаться в виде узких дифракц. максимумов интенсивности (рефлексов) при $\mathbf{k} = 2\pi\mathbf{H}$, т. е. при выполнении *Брэгга — Вульфа условия*. Множество векторов $\mathbf{H}(h, k, l)$ задано трансляц. симметрией кристалла, поэтому по совокупности векторов \mathbf{H} , для k -рых наблюдаются дифракц. максимумы, можно определить размеры и симметрию элементарной ячейки.

Комплексная величина $F(\mathbf{k}) = \sum_j b_j \exp(i\mathbf{m}r_j)$ наз. структурной амплитудой. Т. к. $\mathbf{k} = 2\pi\mathbf{H}$, то $F(\mathbf{k}) = F(h, k, l) = F(\mathbf{H})$. Квадрат модуля $|F(\mathbf{k})|^2$ определяет интенсивность дифракц. максимума, k -рая, т. о., зависит от совокупности $\{b_j, r_j\}$, полностью описывающих структуру элементарной ячейки. Восстановление сорта ядр (b_j) и их расположения в элементарной ячейке (r_j) производится по совокупности измеренных значений $F(\mathbf{H})$ с помощью обратного преобразования Фурье (фурье-синтеза, или «сёртки»):

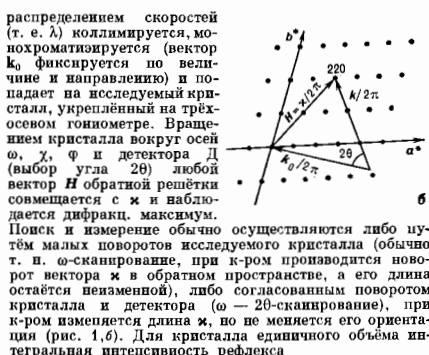
$$\rho(r) = \frac{1}{V_c} \sum_{\mathbf{H}} F(\mathbf{H}) \exp(-2\pi i\mathbf{H}r).$$

Эта схема решения структурной задачи является упрощённой. Тепловые колебания ослабляют интенсивность пиков. Учёт тепловых колебаний атомов в кристалле приводит к умножению каждого слагаемого в (2) на $\exp(-W_j)$, где $W_j = \kappa^2 \langle u_j^2 \rangle$ — *Дебая — Уоллера фактор*, $\langle u_j^2 \rangle$ — среднеквадратичная проекция амплитуды тепловых колебаний ядра на направление \mathbf{k} . Ослабление прямого и дифрагированного пучков происходит в реальном кристалле также из-за поглощения и рассеяния нейтронов (э к с т и н ц и я). Др. трудность связана с тем, что измеряемая интенсивность дифракц. максимумов пропорц. квадрату модуля структурной амплитуды $|F(\mathbf{H})|^2$ и информация о её фазе оказывается утраченной; для $\rho(r)$ при этом нет однозначного решения.

Для определения фазы $F(\mathbf{H})$ используются ядра, обладающие низколежащими нейтронными резонансами (см. *Нейтронная спектроскопия*), вблизи k -рых b становится комплексной величиной и сильно зависит от l (^{132}Cd , ^{148}Sm , ^{163}Gd и ^{157}Cd). Если структура содержит один из этих нуклидов, его положение опреде-

ляется методом Паттерсона (см. *Рентгеновский структурный анализ*), а затем из анализа интенсивностей рефлексов, измеренных при неск. l , вычисляются фазы $F(\mathbf{H})$. При этом достигается различие интенсивностей для рефлексов соответствующих \mathbf{H} и $-\mathbf{H}$ порядка 10%. Др. способ определения фаз структурных амплитуд состоит в замещении одного из компонентов структуры его изотопом (см. ниже).

Экспериментальные методы. Измерение интенсивностей и положений большого числа ($10^2 - 10^3$) дифракц. максимумов осуществляется с помощью нейтронных х д и ф р а к т о м е т р о в. Их разнообразие связано с разными типами нейтронных источников, способами монохроматизации нейтронов и их регистрации. На ядерных реакторах непрерывного действия в основном применяется т. п. в у х о с н ы й д и ф р а к т о м е т р (рис. 1, а). Поток нейтронов с максвелловским



$$I(h, k, l) = \Phi_0 \frac{\lambda^3}{\sin 2\theta} \frac{|F(h, k, l)|^2}{V_c} A(\lambda, \theta) Y(\lambda, \theta),$$

где Φ_0 — поток монохроматизир. нейтронов на образце, A и Y — множители, учитывающие поглощение и экстинкцию.

В случае импульсных источников нейтронов (рис. 2, а) на кристалл попадает вемохроматич. поток нейтронов (вектор k_0 фиксируется только по направлению) и рассеяние наблюдается при постоянном угле 2θ . Вращением кристалла совмещаются только направления векторов \mathbf{H} и \mathbf{k} . Детектор регистрирует (разделенные по времени пролёты нейтронов от источника до детектора) дифракц. максимумы отражений от кристаллографич. плоскости всех порядков. Интенсивность I измеряется как ф-ция времени пролёта или, что эквивалентно, как ф-ция l нейтронов. При фиксир. положениях кристалла и детектора направление \mathbf{k} в обратном пространстве сохраняется (рис. 2, б), а его длина пробегает

интервал $\Delta\lambda = 4\pi \sin\theta (\lambda/\lambda_{\text{макс}} \pm 1/\lambda_{\text{мин}})$. При этом интегральная интенсивность рефлекса:

$$I(h, k, l) = \Phi(\lambda) \frac{\lambda^4}{2\sin^2\theta} \frac{|F(h, k, l)|^2}{V_c} A(\lambda, \theta) Y(\lambda, \theta),$$

где $\Phi(\lambda)$ — спектральная плотность потока нейтронов, падающих на образец ЭВМ управляет положениями

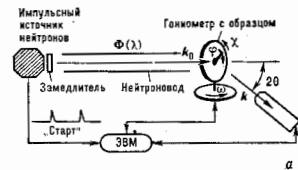
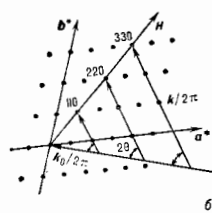


Рис. 2. а — схема дифрактометра по времени пролёта на импульсном источнике нейтронов; б — построение Эвальда.



образца и детектора и организует накопление и обработку эксперим. данных).

Разрешающая способность нейтронных дифрактометров $\Delta N/N \sim 10^{-2}$; в дифрактометрах высокого разрешения $\Delta N/N \sim 5 \times 10^{-4}$. При этом параметры элементарной ячейки кристалла определяются с относит. точностью $\sim 5 \times 10^{-3}$ и достигается практи-

чески полное разделение упругого и неупругого компонентов в рассеянном нейтронном пучке (см. *Неупругое рассеяние нейтронов*).

На рис. 3 приведено распределение $\rho(r)$ в кристалле KH_2PO_4 вблизи водородной связи $\text{O} - \text{H} - \text{O}$. Смеще-

и ближний порядок). Для описания ближнего порядка используется коррелин. Ф-ция $g(r)$, имеющая смысл вероятности обнаружить к.-л. ядро в точке r (в объёме dV), если др. ядро находится в начале координат. Дифференц. сечение когерентного рассеяния (в случае атомов одного сорта) имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2 \left[1 + \int_V g(r) \exp(i\mathbf{x}r) dV \right]$$

или после усреднения по ориентациям (для изотропного вещества)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b^2 \left[1 + 4\pi \int_0^\infty g(r) \frac{\sin(\mathbf{x}r)}{\mathbf{x}r} r^2 dr \right]. \quad (3)$$

Ф-ция $g(r)$ может быть найдена из (3) с помощью обратного преобразования Фурье.

Если вещество содержит атомы неск. видов (α и β), то $g(r)$ можно представить в виде суперпозиции парциальных коррелин. Ф-ций $g_{\alpha\beta}(r)$, описывающих распределение расстояний между атомами сортов α и β . Парциальные ф-ции $g_{\alpha\beta}$ в сечении рассеяния входят в качестве слагаемых с коэф., пропорциональными произведению соответствующих когерентных амплитуд рассеяния b_α и b_β . Это позволяет использовать для нахождения $g_{\alpha\beta}$ т. н. изотопное замещение. Напр., при исследовании структуры воды выделяют 3 вида расстояний: $\text{H} - \text{H}$, $\text{O} - \text{O}$ и $\text{H} - \text{O}$, к-рые удаётся определить, изучая рассеяние нейтронов в смесях $\text{H}_2\text{O} - \text{D}_2\text{O}$. Таким способом были исследованы структуры ряда электролитов (напр., растворы NiCl_2 , CaCl_2 в воде), аморфных металлов и др. аморфных веществ. Замещение H на D оказалось эффективным при исследовании структуры жидких кристаллов и фазовых превращений в них.

Разбавленные растворы макромолекул и молекулярные газы. Выражение (1) для интенсивности в этом случае остаётся в силе, однако интегрирование можно ограничить объёмом одной молекулы или макромолекулы, т. е. пренебречь межмолекулярным взаимодействием. Когерентное рассеяние в основном происходит при углах $\theta < \lambda/R$, где R — характерный размер частицы, и быстро затухает с увеличением θ . В случае макромолекул обычно $R \gg \lambda$ и рассеяние сосредоточено в области малых θ (см. *Малоугловое рассеяние*). Из зависимости $I(x)$ можно извлечь информацию о разме-

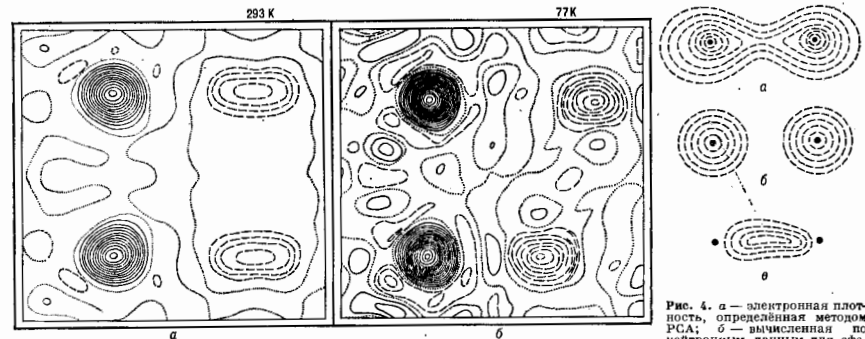


Рис. 3. Фрагмент проекции плотности амплитуды рассеяния $\rho(r)$ на плоскость (001) в кристалле KH_2PO_4 при $T = 293 \text{ K}$ (а) и $T = 77 \text{ K}$ (б). Показаны 2 атома O ($\rho > 0$, разрывные линии) и два атома H ($\rho < 0$, непрерывные линии); точки соответствуют $\rho = 0$.

ние H ($b = -0,374 \cdot 10^{-12} \text{ см}$) к одному из атомов O при $T = 77 \text{ K}$ связано с фазовым переходом KH_2PO_4 в сегнетоэлектрич. состоянии.

Аморфные твёрдые и жидкости не обладают дальним порядком в расположении атомов, но обладают ближним порядком — нек-рой упорядоченностью на расстояниях, сравнимых с размерами атомов (см. *Дальний*

порядок). Для описания ближнего порядка используется коррелин. Ф-ция $g(r)$, имеющая смысл вероятности обнаружить к.-л. ядро в точке r (в объёме dV), если др. ядро находится в начале координат. Дифференц. сечение когерентного рассеяния (в случае атомов одного сорта) имеет вид

Рис. 5. Часть нейтронно-поликристалла Al_2O_3 .

рах и в некоторых случаях о форме молекул. Если в отдельных частях макромолекулы произвести изотопное замещение (обычно Н на D), то можно определить взаимное расположение и форму этих частей. При повышенных концентрациях макромолекул в растворах межмолекулярное взаимодействие становится существенным, что позволяет исследовать структуру самих растворов.

Применения. Н. с. часто применяется

после рентгеновского структурного анализа (РСА), что позволяет опустить начальные этапы анализа (напр., определение симметрии кристалла) и приступить сразу к уточнению структуры. Пространств. разрешение, достигаемое при фурье-синтезе, в Н. с. может быть выше, чем в РСА. Это связано с разл. природой *атомного фактора*, k -ый для нейтронов определяется тепловым движением ядра, а для рентг. лучей — как тепловым движением, так и размерами электронной оболочки атома.

Совместное использование Н. с. и РСА позволяет найти распределение электронной плотности в атоме. Фурье-синтез электронной плотности в элементарной ячейке методом РСА восстанавливает распределение плотности электронов, размытое тепловым движением атома. Н. с. позволяет рассчитать электронную плотность сферически симметричной части атома, «размытую» тепловым движением. Разностный Фурье-синтез содержит информацию о несферич. части электронной оболочки атома, участвующей в хим. связях (рис. 4), что даёт возможность определить характер связи (одинарная, кратная, σ - или π -связь), заряд иона или ионной группы и др.

Применения Н. с. связаны с решением задач, недоступных для РСА. К их числу относятся: исследования структуры водородосодержащих соединений с целью определения координат атомов водорода и изучения структуры водородных связей; исследования соединений, одновременно содержащих лёгкие и тяжёлые элементы, соединений из элементов с близкими Z , в частности упорядочивающихся сплавов (FeCo, CuZn и др.).

Дефекты кристаллич. структуры (примеси, вакансии, флуктуации состава, статистич. разупорядоченность и др.) приводят к ослаблению и уширению осн. рефлексов и появлению диффузного рассеяния. Анализ спектра рассеянных нейтронов позволяет отделить рассеяние на статич. дефектах от рассеяния на колебаниях кристаллич. решётки.

Др. возможность Н. с. связана с применением нейтронов с $\lambda > 2d_{\max}$, где d_{\max} — макс. межплоскостное расстояние в кристалле. При этом дифракция на кристаллич. решётке полностью отсутствует и можно наблюдать рассеяние на достаточно крупных неупорядоченных (зародыши новых фаз, поля деформации, микротрещины и др.) размерами до неск. сотен Å.

Для исследования поликристаллов применяются дифрактометры, обладающие высоким разрешением и широким диапазоном по λ . В одной порошковой нейтроннограмме удаётся наблюдать неск. сотен рефлексов (рис. 5), что позволяет анализировать структуры с $V_c \leq 2 \cdot 10^3$ Å³.

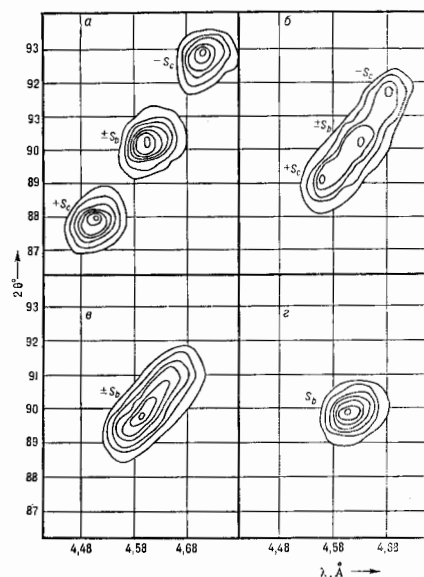
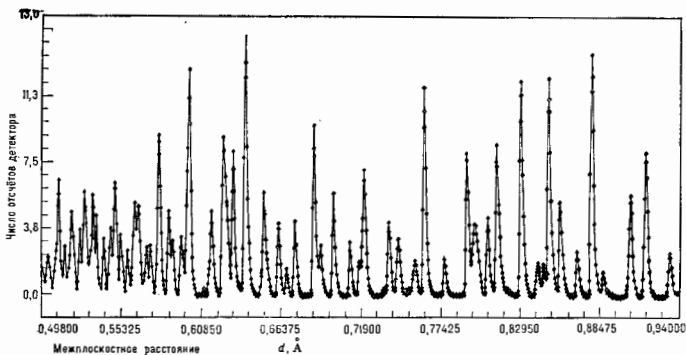


Рис. 6. Двумерные распределения интенсивности I в узле (002) кристалла — сегнетоэластика KDp (SeO_3) при $T = 52^\circ C$ (a); $-1^\circ C$ (б); $+4^\circ C$ (в); $100^\circ C$ (г); S_b и S_c — компоненты узла, отнесенные к повороту двух возможных конфигураций; знаки \pm указывают на противоположную направленность спонтанной сдвиговой деформации, возникающей ниже точки фазового перехода 2-го рода.

Высокая проникающая способность нейтронов даёт возможность изучать толстые (до неск. см) изделия одновременно на большой площади (неск. дм²). Высокая разрешающая способность дифрактометров позволяет анализировать текстуру материалов с симметрией ниже кубической.

Исследования доменной структуры (сегнетоэлектриков, магнетиков), возникающей при переходе кристалла в менее симметричную фазу, основано на регистрации распределения $I(x)$ в окрестности узлов обратной решетки. Измерение геом. характеристик этого распределения позволяет сделать заключение о точечной симметрии парамагн. и ферромагн. фаз кристалла, определить зависимость параметра порядка от температуры или внешних полей, выяснить тип фазового перехода (рис. 6).

Сохранение водорода в биол. системах достигает 50% от общего кол-ва атомов, что даёт возможность для H-замещения. В Н. с. биол. объектов, обладающих ограниченными дальним порядком (мультиламеллярные мембраны, фибриллярные системы и др.), удаётся наблюдать лишь первые вех. порядков, отражений, пространств. разрешение при этом ~ 10 Å; анализ структуры ведётся в терминах пространств. распределения белков, липидов, воды.

Лит.: Абов Ю. Г., Литвин Д. Ф., Экспериментальные методы нейтронографии, «ПТФ», 1960, т. 3, с. 3; Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Финна нейтроны низких энергий, М., 1965; Вассал С. Е., Neutron diffraction, 3 ed., Oxf., 1975; Wright S., Leadbetter A. J., Diffraction studies of glass structure, «Phys. and Chem. Glasses», 1978, в. 17, p. 122; Neutron diffraction, ed. by H. Daehs, B., 1978; Ноэкин Э. П., Озеров Р. П., Хенинг К., Структурная нейтронография, М., 1979; Педербу Дж. Е., Neilsen G. W., The structure of electrolyte solutions, «Repts Progr. Phys.», 1981, в. 44, p. 593; Остаевич Ю. М., Сердюк И. П., Нейтронографические исследования структуры биологических макромолекул, «УФН», 1982, т. 137, с. 85; Кривораз М. А., Диффузное рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов, К., 1984; Уиндлер К., Рассеяние нейтронов от импульсных источников, пер. с англ., М., 1985.

НЕЛИНЕЙНАЯ АКУСТИКА — область акустики, в к-рой изучают явления в звуковых полях большой интенсивности и взаимодействия звуковых волн с возмущениями другой природы (гидродинамич., тепловыми, эл.-магн. и т. д.). Для описания этих явлений недостаточно приближений линейной теории звука и необходим учёт нелинейных членов ур-ний гидродинамич. и ур-ний состояния. Такие явления (т. н. нелинейные эффекты) возникают в результате изменения физ. свойств среды, вызванных распространяющейся волной большой интенсивности и влияющих как на условия распространения данной волны (самовоздействие), так и на др. виды возмущений (взаимодействие).

Развитие Н. а. стимулировалось применением нелинейных звуковых полей и связанных с ними нелинейных эффектов. Так, необходимость увеличения интенсивности акустич. волн, используемых в УЗ-технологии, потребовала изучения условий фокусировки мощного звука и усреднённых эффектов в звуковых полях; совершенствование техн. средств, применяемых для зондирования океана и атмосферы, привело к разработке параметр. приёмных и излучающих систем. Увеличение мощности промышленных шумов, в особенности урвня авиа. шумов, потребовало разработки теории генерации звука турбулентностью и изучения особенностей распространения шума большой интенсивности.

Н. а. занимает промежуточное место между линейной теорией звука и теорией ударных волн. Предметом её исследований являются слабо нелинейные волны, в то время как ударные волны, как правило, сильно нелинейны; в классич. же акустике нелинейные эффекты не рассматриваются вообще. Н. а. близка к нелинейной оптике и др. разделам физики нелинейных волн. К осн. вопросам, к-рыми занимается совр. Н. а., относятся: распространение волн конечной амплитуды, звуковые лучи большой интенсивности и их самовоздействие, явление поглощения и взаимодействие волн, особенности нелинейного взаимодействия в твёрдых телах, генерация и распространение интенсивных шумов, усреднённые эффекты в звуковом поле, акустич. кавитация и др.

Распространение волн конечной амплитуды. Распространение звуковой волны большой интенсивности (т. н. волны конечной амплитуды), в отличие от малоамплитудной, сопровождается нарастающим искажением её формы, обусловленным разницей в скоростях перемещения разл. точек профиля волны. Скорость с перемещения точки профиля, соответствующей заданному значению колеб. скорости v , определяется ф-лой

$$c(v) = c_0 + \epsilon v,$$

где $v = (dc/d\rho) \rho_0/c_0 + 1$ — нелинейный параметр среды, ρ_0 и c_0 — равновесные значения плотности среды и скорости звука в ней, S — энтропия. Точки профиля волны, соответствующие областям сжатия (где $v > 0$), «бегут» быстрее точек, соответствующих областям разрежения (где $v < 0$), т. к. скорость звука в области сжатия больше, чем в области разрежения. Кроме того, происходит увеличение волны средней, к-рая в области сжатия движется в направлении распространения волны, а в области разрежения — в противоположную сторону. Разница скоростей для разл. точек профиля поперечного мала в случае волн малой интенсивности, и волна успевает затухнуть, прежде чем в ней разовьются нелинейные эффекты. Поэтому распространение таких волн происходит практически без изменения формы, в соответствии с соотношениями линейной акустики, согласно к-рой скорость звука для всех точек профиля волны постоянна. Если же интенсивность волны достаточно велика, то влияние нелинейных эффектов оказывается более сильным, чем влияние диссипативных процессов, обуславливающих затухание волны, и картина волновых фронтов по мере распространения возрастает.

Для матем. описания явлений в звуковых полях большой интенсивности необходим учёт нелинейных членов ур-ний механики сплошной среды. В частности, следует принять во внимание, что при больших возмущениях избыточное давление p' уже не пропорц. избыточной плотности ρ' (нелинейность Гукса закона для случая твёрдых тел), а выражается соотношением

$$p' = c_0^2 \rho' + \frac{1}{2} \left(\frac{dc}{d\rho} \right)_1 \rho'^2.$$

Кроме того, следует учесть нелинейные члены ур-ний движения сплошной среды. В результате получаются нелинейные ур-ния, к-рые для простейшего случая распространения плоской волны могут быть сведены к одному ур-нию (ур-нию Бюргера):

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\epsilon}{c_0^3} v \frac{\partial v}{\partial y} = b \frac{\partial^2 v}{\partial y^2}, \quad (1)$$

где x — координата, вдоль к-рой распространяется волна, $y = t - x/c_0$, t — время, $b = v_{эф}^2/2c_0^3$ — диссипативный параметр среды. Здесь $v_{эф} = \rho_0^{-1}[\eta + \zeta + \kappa(c_0^{-1} - c_p^{-1})]$ — эффективная кинематич. вязкость, η и ζ — коэф. сдвиговой и объёмной вязкостей, κ — коэф. теплопроводности, c_p и c_p — уд. теплоёмкости при постоянном объёме и давлении.

Вклад нелинейных эффектов зависит от амплитуды волны и характеризуется акустич. Маха числом: $Ma = v_m/c_0 = \rho_m v_0$ (где v_m — амплитуда колеб. скорости частиц, ρ_m — вызванная звуковым возмущением амплитуда избыточной плотности), имеющих порядок отношения нелинейного члена к линейному в ур-нии (1). Относит. роль нелинейных и диссипативных эффектов характеризуется акустич. Рейнольдса числом $Re_a = v_m \rho_0 / \lambda \nu_0$ (где v_m — нач. значение амплитуды колеб. скорости, $\lambda = c_0/f$ — длина звуковой волны, $f = \omega/2\pi$ — эл. частота) определяет отношение нелинейного члена к диссипативному в ур-нии (1). Для воды

$Re_a = 3\rho_m/f$, где ρ_m — амплитуда звукового давления в МПа, f — в МГц, поэтому для наблюдения величайшего эффекта на УЗ-частотах ~ 1 МГц должно быть $\rho_m \gtrsim 1$ МПа. При $Re_a \gg 1$ искажения формы волны становятся столь сильными, что образуется пилообразная волна (рис. 1). Профиль одного периода волны описывается точным решением ур-ния (1)

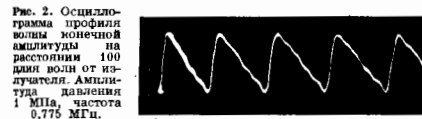
$$\frac{v}{v_m} = (1 + \varepsilon M_a kx)^{-1} (-\omega y + \pi \theta \omega y \tilde{R}e_a), \quad (2)$$

$$-\pi \leq \omega y \leq \pi,$$

где $\tilde{R}e_a = \varepsilon v_m \lambda / \nu_{эф}$ — текущее значение акустич. числа Рейнольдса, $v_m = v_{m0} (1 + \varepsilon M_a kx)$, k — волновое число, ω — частота первоначальной гармонич. волны.

Пилообразную волну можно рассматривать как ударную волну, толщина сжатия k -рой, согласно (2), определяется ф-лой $\delta/\lambda \approx (2Re_a)^{-1}$. На начальной стадии образования пилообразной волны, когда $\tilde{R}e_a = Re_a \gg 1$, $\delta/\lambda \ll 1$ и величину δ можно представить в виде $\delta = -v_{эф}/\varepsilon v_m$, что совпадает с выражением для толщины фронта слабой стационарной ударной волны со скачком скорости v_{m0} . Расстояние L , на k -ром происходит существенное изменение формы волны, зависит от амплитуды и длины звуковой волны. Для плоской волны оно определяется ф-лой $kL = \varepsilon M_a$. Так, в воде для волны интенсивностью в неск. десятков Вт/см² L — порядка сотни длин волн (рис. 2). В расходящихся (напр., сферич. или цилиндрич.) волнах эффект проявляется слабее,

Рис. 1. Профиль волны конечной амплитуды.



а в сходящихся сильнее, чем в плоских. В стоячих волнах конечной амплитуды также могут возникать ударные волны, причём их фронты движутся, периодически отражаясь от границ объёма, в k -ром возбуждена стоячая волна.

Со спектр. точки зрения искажение формы волны означает нарастание в её спектре высших гармоник, составляющих осн. частоты. Их амплитуда вначале нарастает, достигает максимума в области набб. искажения волны при $x \approx L$ и затем убывает вновь. В области, где $\delta \approx \lambda$, волна становится снова синусоидальной.

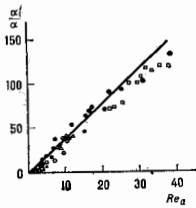
Нелинейное поглощение звука. Увеличение крутизны волновых фронтов приводит к увеличению крутизны скорости и темп-ры, что сопровождается сильной диссипацией энергии и является причиной нелинейного поглощения звука. Со спектр. точки зрения этот процесс можно рассматривать так же, как результат перекачки энергии в высшие, более сильно поглощаемые гармоники. Составляющие волны. Поскольку волна при распространении меняется, коэф. её поглощения также зависит от расстояния: вблизи излучателя для первоначально синусоидальной волны поглощение невелико и описывается обычными выражениями линейной акустики (см. Поглощение звука); при удалении от излучателя коэф. поглощения возрастает, достигая максимума в области набб. искажений волны, после чего убывает. Поглощение в данной точке пространства зависит от амплитуды волны, возрастая с её увеличением.

Амплитудный коэф. поглощения первой гармоники волны, α_1' , в области пилообразной волны определяется ф-лой

$$\alpha_1' = \alpha_1 \sqrt{1 + Re_{a1}^2}, \quad (3)$$

где $\alpha_1 = v_{эф} \omega^2 / 2c_0^2$ — коэф. поглощения малоамплитудной волны (рис. 3). Напр., при распространении в воде УЗ-волны с амплитудой звукового давления $\rho_m = 0.3$ Па и частотой $\omega = 10^7$ с⁻¹ в области образования пилообразной волны $Re_a = 10^2$ и коэф. поглощения α_1' возрастает на два порядка по сравнению с α_1 .

Рис. 3. Зависимость относительного коэффициента поглощения волны конечной амплитуды от акустического числа Рейнольдса. Сплошная линия — результат расчёта по формуле (3), значки — экспериментальные данные.



Поглощение волн большой интенсивности происходит по неклассич. закону. Уменьшение пикового значения колеб. скорости v_0 плоской пилообразной волны описывается ф-лой

$$v_0 = \frac{v_{m0}}{1 + \varepsilon M_a(x - x_0)},$$

где $v_{m0} = v_m(x_0)$. Рост поглощения волны с увеличением её интенсивности приводит к явлению насыщения: при постепенном увеличении интенсивности излучения амплитуда звука в фиксир. точке поля растёт всё медленнее, асимптотически приближаясь к предельному значению, но зависящему от нач. амплитуды. Эффект нелинейного поглощения звука может заметно проявиться в мощных УЗ-фокусирующих системах, приводя к снижению коэф. усиления (см. Фокусировка звука).

Звуковые пучки большой интенсивности. В звуковых пучках высокой интенсивности изменение формы волны при распространении происходит не только вследствие различия в скоростях перемещения разл. точек профиля волны, но и в результате дифракц. эффектов. Если расстояние l от излучателя звука до области образования волны не выходит за пределы ближней зоны (см. Звуковое поле), т. е. l меньше длины l_0 н. проекторной зоны излучателя: $l < ka^2/2$ (где a — радиус излучателя), то в области, где волна остаётся плоской, из синусоидальной волны усиленнее образовывается пилообразная волна, k -рая затем в результате сферич. расхождения в дальней зоне преобразуется в периодич. последовательность импульсов (рис. 4). Если же интенсивность волны недостаточно велика и пилообразная волна не успеет образоваться в проекторной зоне излучателя, то вначале развиваются дифракц. эффекты сферич. расхождения и лишь в дальней зоне, в расходящейся волне происходит увеличение крутизны профиля волны с расстоянием по логарифмич. закону.

По мере распространения волны происходит перераспределение её интенсивности по сечению пучка, что чаще всего обусловлено нелинейным поглощением. Так, при распространении остронаправленного пучка с убывающей по радиусу пучка интенсивностью амплитудное распределение выравнивается по сечению след-



Рис. 4. Схема эволюции профиля волны в интенсивном УЗ-пучке.

стве более сильного поглощения волны в области больших амплитуд. Изменение распределения интенсивности звука по сечению пучка может быть вызвано также процессами самофокусировки или самодефокусировки. При распространении звука в жидкости эти процессы обычно обусловлены локальным изменением скорости звука в результате нагрева среды, вызванного диссипацией акустич. энергии. Вблизи оси пучка интенсивность звука больше и соответственно среда сильнее разогревается. Если при этом скорость звука с ростом темп-ры падает, то происходит самофокусировка; напротив, если скорость звука растёт с увеличением темп-ры, пучок дефокусируется. Дефокусирующее влияние оказывают также *акустические течения*, развивающиеся в поле мощного пучка и приводящие к добавочному переносу звуковой волны вблизи оси пучка.

Разнообразны механизмы самовоздействия звука в жидкостях с пузырьками газа. Появление пузырьков приводит к снижению скорости звука. Если их распределение по сечению пучка неравномерно и концентрация пузырьков в присоединенной области более высока, то может быть связано, напр., с развитием кавитации, то скорость звука в центр. части пучка снижается и пучок фокусируется. Процесс самовоздействия звука может развиваться и при равномерном распределении пузырьков в жидкости, т. е. вследствие сильной нелинейности такой среды в ней наблюдается не только различие в скоростях перемещения разных точек профиля волны, но и скорость переноса волны как целого оказывается зависящей от амплитуды. Это приводит, в силу неравномерности распределения амплитуды звука по радиусу пучка, к самофокусировке (если скорость звука падает с ростом амплитуды) или к самодефокусировке (в обратном случае).

Ряд эффектов связан с транслюц. движением пузырьков. К их числу относится эффект нелинейного преломления пузырьковой среды, заключающийся в сильном уменьшении поглощения звука в пузырьковой среде по мере увеличения интенсивности акустич. волны. Это происходит вследствие того, что пульсирующие в звуковом поле пузырьки сближаются и сливаются, что приводит к уменьшению числа резонансных пузырьков, диссипирующих звуковую энергию, и поглощение среды уменьшается.

Нелинейное взаимодействие звуковых волн. При возбуждении в среде одновременно неск. волн большой интенсивности они не распространяются независимо, а порождают новые волны, т. е. *комбинационные тона*, частоты к-рых равны сумме и разности частот первичных волн. Наиб. выражены комбинац. тона, отвечающие резонансному взаимодействию волн, возникающему при выполнении условий синхронизма:

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= \mathbf{k}' \pm \mathbf{k}'', \\ \omega &= \omega' \pm \omega'', \end{aligned} \quad (4)$$

где ω и \mathbf{k} — частота и волновой вектор волны комбинац. тона, ω' , ω'' и \mathbf{k}' , \mathbf{k}'' — частоты и волновые векторы первичных волн. Амплитуда волны комбинац. тона A_k при резонансном взаимодействии описывается уравн.

$$\dot{A}_k = V_{kk'k''} A_k' A_k'',$$

где $V_{kk'k''}$ — потенциал взаимодействия, определяемый характером нелинейности среды, A_k' , A_k'' — амплитуды исходных волн. В приближении заданного поля ($A_k' = \text{const}$, $A_k'' = \text{const}$) это уравн. приводит к линейно нарастающей со временем амплитуде A_k . Это значит, что по мере распространения волны происходит нарастание комбинац. тона до тех пор, пока влияние поглощения или ослабления первичных волн из-за перекачки энергии в комбинац. тона не замедлит этот процесс. Если условия синхронизма не выполняются и имеется расфазировка, интенсивность комбинац. тона

не нарастает, а меняется периодически по мере распространения волны.

Эффект генерации комбинац. тона в среде при взаимодействии звуковых пучков разл. частоты лежит в основе работы т. н. *параметрических излучателей* и *приёмников звука*, в к-рых область взаимодействия первичных волн (наз. волнами накачки) играет роль «бесточесной» антенны.

При распространении звука в жидкостях и газах влияние дисперсии чаще всего не существенно и все коллинеарно распространяющиеся волны оказываются в резонансе. Если же дисперсия скорости звука существенна, как, напр., в жидкостях с пузырьками газа или в нек-рых твёрдых телах, то для определения условий резонансного взаимодействия пользуются методом дисперсионных диаграмм. В простейшем случае коллинеарного взаимодействия волн для каждой из них строится дисперсионная характеристика $\omega_i(k_i)$ (где $i = 1, 2, 3$), к-рая представляет кривую (рис. 5) (или прямую — при отсутствии дисперсии). Наклон вектора, проведённого из начала координат O и точку, лежащую на дисперсионной характеристике, определяет фазовую скорость волны с данной частотой. Каждой из взаимодействующих волн ставится в соответствие

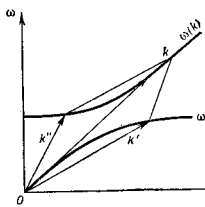


Рис. 5. Дисперсионная диаграмма трёхволнового коллинеарного взаимодействия звуковых волн в жидкости с пузырьками газа. Кривые изображают две ветви дисперсионной зависимости $\omega(k)$.

вектор с компонентами (ω_1, k_1) . При выполнении условий синхронизма (4) необходимо, чтобы вектор, соответствующий третьей компоненте взаимодействующих волн, представлял собой сумму векторов, отвечающих двум другим компонентам триплета, т. е. чтобы три вектора, вершины к-рых лежат на дисперсионной кривой, образовали треугольник.

Если точного сложения векторов не происходит, то считается, что условия синхронизма выполняются приближённо и в условиях (4) видится расстройка по волновому вектору Δk или по частоте $\Delta\omega$:

$$\begin{aligned} \omega_1 \pm \omega_2 &= \omega_3 + \Delta\omega, \\ k_1 \pm k_2 &= k_3 + \Delta k. \end{aligned}$$

Наличие расстройки приводит к пространственным или временным бегущим результирующей волне. Если дисперсия отсутствует и все волны распространяются с одинаковой скоростью, то резонансные условия выполняются только для коллинеарного взаимодействия, что характерно для большинства жидкостей и газов. В изотропных твёрдых телах скорости продольных и сдвиговых волн различны, что открывает возможность выполнения условий синхронизма и для волн, распространяющихся под углом друг к другу (рис. 6).

Взаимодействие звука с «чезнующими» возмущениями среды — с температурными волнами, а в жидкостях с капиллярными волнами и в пузырьках газа — может приводить к явлению вынужденного рассеяния звука, подобного вынужденному *Мандельштама — Бриллюэна* рассеянию в оптике. Звук, рассеиваясь на возмущениях среды и взаимодействуя с ним, увеличивает амплитуду возмущения, что в свою очередь приводит к ещё более сильному рассеянию звука.

Если интенсивность одной из взаимодействующих волн во много раз больше интенсивности другой волны, то можно пренебречь обратным воздействием слабой волны на сильную и рассматривать воздействие интенсивной волны (волны накачки) как фактор, изменяющий

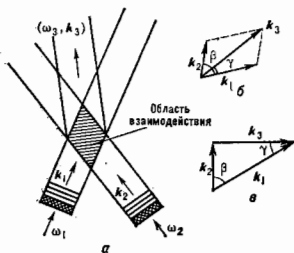
параметры среды, в к-рой распространяется слабая (сигнальная) волна. Перекачка энергии от сильной волны к слабой лежит в основе работы параметрич. усилителей и генераторов, применяемых в оптике. В акустике осн. трудность при создании параметрич. усилителей звука связана с тем, что из-за слабой дисперсии звуковых волн первичная волна накачки обычно быстро атакует в результате генерации ВЧ-гармоник, не успев передать энергию в сигнальную волну. Для преодоления этой трудности специально создаются нелинейные системы с дисперсией. Один из примеров такой системы — акустич. резонатор в виде полого кольца (тора), в одном из сечений к-рого помещён ВЧ-излучатель накачки. Наличие волноводной дисперсии позволяет осуществлять в такой системе параметрич. усиление и генерацию НЧ-звука. Другая возможность — использование дисперсии в самом веществе путём выбора специальных сред и соответствующих частот. Например, параметрическое усиление звука в поле высокочастотной УЗ-накачки наблюдалось в кристаллах окиси магния.

В анизотропном твёрдом теле пересекающиеся под углом волны могут образовывать пять видов резонансных триплетов, в анизотропных телах (кристаллах) их число возрастает до 21. В кристаллах, кроме того, появляется зависимость эффективности взаимодействия от ориен-

Рис. 7. Дисперсионная диаграмма встречного коллинеарного взаимодействия бездисперсионных акустических волн: быстрой сдвиговой ST и медленной сдвиговой ST с образованием продольной волны L суммарной частоты.



Рис. 6. Область взаимодействия при неколлинеарном взаимодействии волн (а) и образование волн суммарной (б) и разностной (в) частот.



Режимы параметрич. усиления могут осуществляться и при взаимодействии звука с др. видами возмущений среды. Так, в пьезополупроводнике, помещённом в электрич. поле, имеет место параметрич. усиление звука за счёт дрейфа электронов в приложенном электрич. поле и обратного пьезоэффекта.

Особенности нелинейного взаимодействия в твёрдых телах. В отличие от газов и жидкостей, в твёрдых телах вдоль произвольного направления могут распространяться (в общем случае) три упругие волны с разл. фазовыми скоростями и со взаимно ортогональными направлениями колебаний частиц среды (см. *Кристаллоакустика*). Это увеличивает число видов взаимодействия акустич. волн, разрешённых условиями фазового синхронизма (4). В твёрдом теле оказывается возможным, в частности, резонансное взаимодействие встречных волн, отсутствующее в жидкостях и газах. Напр., в анизотропном твёрдом теле нелинейно распространяются встречные быстрая (FT) и медленная (ST) поперечные волны с частотами ω_1 и ω_2 образуют резонансный триплет с продольной волной (L) суммарной частоты (рис. 7) при след. соотношении частот:

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{1 - c_L/c_{ST}}{1 + c_L/c_{ST}}$$

где c_L , c_{FT} , c_{ST} — скорости соответствующих волн. Резонансные триплеты могут образовывать также волны, распространяющиеся под углом друг к другу. Напр., резонансное возбуждение продольной волны суммарной частоты поперечными волнами, пересекающимися под углом β , происходит при выполнении условия

$$\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{c_L}\right)^2 = \left(\frac{\omega_1}{c_{FT}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_2}{c_{ST}}\right)^2 + 2 \frac{\omega_1 \omega_2}{c_{FT} c_{ST}} \cos \beta.$$

тации волновых векторов взаимодействующих волн относительно кристаллографич. осей. При этом генерация комбинац. тонов для поперечных волн может происходить с поворотом плоскости поляризации волны.

Взаимодействие волн в твёрдых телах обусловлено обычно нелинейностью упругих возмущений, описываемых нелинейными уравнениями механики сплошной среды. Возможны также механизмы нелинейности, связанные с взаимодействием упругих деформаций с др. видами возмущений в твёрдом теле. В пьезоэлектрич. кристаллах может проявиться нелинейность пьезоэффекта; в пьезополупроводниках доминирующим механизмом часто оказывается электронная (концентрационная) нелинейность, обусловленная нелинейной зависимостью концентрации носителей заряда от деформации, вызванной акустич. волной. Соответственно, если при экспериментах исследованию нелинейных искажений УЗ-волн в большинстве твёрдых тел при частотах в неск. МГц и амплитудах деформации $\sim 10^{-8}$ величина второй гармоники не превышает веск. % от амплитуды первой гармоники, то в пьезополупроводниковых кристаллах, благодаря вкладу акустоэлектрической нелинейности, она возрастает более чем на порядок.

В пьезоэлектрич. кристаллах акустич. волны могут взаимодействовать не только между собой, но и с эл.-магн. волнами, в частном случае — с однородными электрич. или магн. полем. Напр., встречное взаимодействие бегущих акустич. волн одинаковой поляризации в пьезоэлектрич. кристалле приводит к возбуждению однородного электрич. поля удвоенной частоты. Этот эффект используется в устройствах обработки сигналов в *акустоэлектронике*.

При излучении в пьезоэлектрич. образец одной акустич. волны и одноврем. возбуждения электрич. поля на удвоенной частоте наблюдается параметрич. генерация встречной акустич. волны — третьей компоненты рассматриваемого резонансного триплета, образованного двумя встречными акустич. волнами и электрич. полем. Описанные эффекты взаимодействия акустич. волн и переносимого электрич. поля лежат в основе *электроакустического гза* и являются одним из примеров *обращения волнового фронта*.

Нелинейные взаимодействия приводят к изменению параметров акустич. волн под влиянием постоянных или медленно меняющихся механич. или электрич. полей. При механич. деформировании кристаллов, напр., меняются фазовая и групповая скорости акустич. волн и их поляризация. В пьезоэлектрич. кристаллах фазовая скорость акустич. волн изменяется также при приложении постоянных электрич. полей. Указанные эффекты используются для измерения внутр. напряжений, определения модулей упругости третьего и более высоких порядков, управления акустич. волнами.

Исследование нелинейных взаимодействий УЗ-волн в твёрдых телах важно для определения характеристик фоно-фононных взаимодействий, лежащих в основе процессов установления теплового равновесия, теплопроводности, теплового расширения твёрдых тел.

Фонон-фононные взаимодействия играют определяющую роль в поглощении гиперзвуковых волн (см. *Гиперзвук*) в кристаллах, особенно при низких температурах, в эффектах нелинейного поглощения УЗ-волн.

Шумы большой интенсивности. Распространение шумов большой интенсивности отличается от поведения слабого шума. В процессе распространения спектр шума меняется: спектр, плотность его в области высоких частот растёт в результате генерации гармоник энергонесущих спектр. компонент, расширяется и НЧ-часть спектра из-за появления комбинац. новов при условии, что максимум спектр. плотности шума в нач. момент соответствовал частоте, отличной от нулевой. На расстояниях $L \approx c_0^2 \epsilon h (\nu^2)^{1/2}$ (где h — длина волны энергонесущей компоненты, ν^2 — среднеквадратичная колебл. скорость) в шумовом сигнале возникают разрывы и затухание шума растёт. На этой стадии в ВЧ-области спектра спектр. плотность шума складает по универсальному закону ω^{-4} , не зависящему от вида нач. спектра. Генерация интенсивных шумов часто также бывает связана с нелинейными взаимодействиями гидродинамик. возмущений. Напр., шумы самолётов и ракетных двигателей в значит. степени обусловлены генерацией шума, турбулентности в результате вихревых взаимодействий (см. *Аэроакустика*).

Усреднённые эффекты в звуковом поле. Кавитация. В звуковых полях большой интенсивности наряду с переменными возмущениями среды, меняющимися с частотой звука, могут возникать постоянные силы и скорости, пропорц. квадрату амплитуды звука. Они обуславливают т. н. усреднённые эффекты в звуковом поле, к числу к-рых относятся *давление звукового излучения, акустические течения, воздействие на помещённые в звуковом поле тела* (см. *Подверженные силы в звуковом поле*) и др.

В жидкости распространение интенсивных звуковых волн может вызывать акустич. кавитацию — появление в сплошной среде интенсивно пульсирующих полостей, сопровождающееся излучением мощных акустич. импульсов сжатия и возникновением микропотоков вблизи пузырьков. С физ. точки зрения кавитацию можно рассматривать как процесс кумуляции энергии, плотность к-рой в окрестности пузырька превышает среднюю плотность энергии акустич. поля в 10^3 — 10^4 раз.

Применение нелинейных акустических эффектов. Первые применения нелинейных эффектов были связаны с разработкой методов измерения характеристик акустич. поля на основе регистрации усреднённых эффектов: измерение интенсивности звука по давлению звукового излучения с помощью радиометров или по вслушиванию свободной поверхности жидкости под действием звука, измерение колебл. скорости методом *Резка диска*. Для зондирования атмосферы, океана, для целей медицинской акустики применяют параметрические излучатели и приёмники благодаря их широкой полосности, острой направленности излучения и отсутствию боковых лепестков в диаграмме направленности.

Многие процессы УЗ-технологии базируются на использовании нелинейных эффектов. В установках УЗ-очистки поверхностей деталей кавитат. эрозия обуславливает удаление загрязнений, жёстко связанных с поверхностью (окалина, окислы и др.). Для удаления т. н. мягких загрязнений — жировых плёнок и др. — в основном используются микропотоки, возникающие вблизи пульсирующего пузырька. Воздействием на вещество в зоне кавитации пользуются для нолучения мелкодисперсных амальгам, ускорения хим. реакций, экстрагирования ферментов из животных и растительных клеток и др. В установках УЗ-коагуляции аэрозоль используются эффекты взаимодействия частиц в УЗ-поле.

Эффекты параметр. усиления УЗ в пьезополупроводниках и др. явления взаимодействия эл.-магн. и зву-

ковых волн используются в акустоэлектронике. Получили развитие методы нелинейной спектроскопии, они оказались, в частности, весьма эффективными в задаче регистрации пузырьков в жидкости и существенно расширили возможности УЗ-диагностики. При облучении пузырька волнами двух частот, разност к-рых равна резонансной частоте пузырька, возникает отклик на разностной частоте, обусловленной нелинейностью пульсации пузырька. Метод достаточно чувствителен и позволяет обнаружить даже одиночные пузырьки, что важно, напр., в биол. исследованиях или при наблюдении за режимом работы теплообменника в атомных реакторах.

Лит.: Уайт Дж. М., Линеиные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Нелинейная акустика. Сб. науч. трудов, под ред. В. А. Зверева, Л. А. Островского, Горький, 1980; Говинко А. К., Руденко О. В., Тимошенко В. И., Нелинейная гидроакустика, Л., 1981; Наугольные К. А., Островский Л. А., О нелинейных эффектах в акустике океана, в кн.: Акустика океана, М., 1982; Красильников В. А., Крылов В. В., Введение в физическую акустику, М., 1984. К. А. Наугольных.

НЕЛИНЕЙНАЯ КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ — общее (малоупотребительное) наименование для квантовых теорий поля (КТП), описывающих взаимодействующие поля. Разл. поля могут взаимодействовать как друг с другом, так и сами с собой (самодействие). Ур-ния взаимодействующих полей всегда нелинейны; линейные ур-ния описывают лишь свободные поля. Среди нелинейных КТП можно выделить два вида: перенормируемые и перенормируемые (см. *Перенормируемые квантовые теории поля*), причём последние могут быть полиномиальными и неполономиальными. См. *Неполиномиальные квантовые теории поля*. М. К. Волков.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Содержание:

1. Сильные световые поля	294
2. Нелинейный отклик и нелинейные восприимчивости	295
3. Волновая нелинейная оптика. Управление продольными и поперечными взаимодействиями волн	296
4. Сильные нелинейности, нелинейные материалы	298
5. Нелинейная спектроскопия и нелинейная диагностика вещества	299
6. Параметрические процессы и параметрические преобразователи	300
7. Нелинейная динамика возбужденных световых волн в кубичной среде	301
8. Рассеяние на оптически индуцированных когерентных элементарных возбуждениях — вынужденное рассеяние	302
9. Статистическая нелинейная оптика. Классические и квантовые сжатые состояния световых полей	303
10. Нелинейный отклик в физике вещества лазерного излучения на вещество	304
11. Быстрое управление фазой и генерация фемтосекундных лазерных импульсов	304
12. Обработка информации и оптические компьютеры	304

Нелинейная оптика — раздел оптики, связанный с изучением и применением явлений, обусловленных нелинейным откликом вещества на световое поле.

Динамика электронов, атомов, молекул, конденсиров. среды, возбуждаемых световым полем, принципиально нелинейна. Нелинейным оказывается даже движение свободного релятивистского электрона

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{e}{m} \left\{ E + \frac{1}{c} [vH] \right\}, \quad (1)$$

возбуждаемого гармонич. световой волной

$$E = E_0 \exp i(\omega t - k_1 r_1). \quad (2)$$

Действительно, поскольку $v \ll E$, $E \sim N$, второй член в правой части (1) пропорционален E^2 .

Решая (1) методом возмущений (положив $v/c \ll 1$ и считая амплитуду напряжённости светового поля A_1 умеренной), получим

$$r \approx r^{(0)} E + r^{(2)} E^2 + \dots \quad (3)$$

Из (3) непосредственно следует, что электрон, переизлучая поле на высших гармониках 2ω , 3ω , обнаруживает нелинейный отклик.

Нелинейный отклик связанного электрона, как правило, гораздо сильнее; он обусловлен, в первую очередь, нелинейным характером удерживающего его силового поля. Простейшая модель, проясняющая качественную сторону дела, — классич. агармонич. осцилятор.

Для классич. «смещения» x связанного электрона имеем ур-ние

$$\ddot{x} + \Gamma\dot{x} + \omega_0^2 x + F_{нл} = -(e/m)E, \quad (4a)$$

$$F_{нл} = \alpha x^2 + \beta x^3 + \dots \quad (4b)$$

Считая нелинейный член $F_{нл}$ малым, выражения для наведённого дипольного момента атома или молекулы $d = ex$ и макроскопич. поляризации P (в изотропной среде $P = Nex$; N — число частиц в единице объёма) можно получить, решая ур-ние (4) методом возмущений. Тогда ф-лы для d и P имеют вид рядов по степеням поля E . Коэф. разложения оказываются тензорами второго, третьего и более высоких порядков:

$$d = d(E) = d_{лин} + d_{нл} = \hat{\chi}^{(1)}E + \hat{\chi}^{(2)}EE + \hat{\chi}^{(3)}EEE + \dots, \quad (5)$$

$$P = P(E) = P_{лин} + P_{нл} = \hat{\chi}^{(1)}E + \hat{\chi}^{(2)}EE + \hat{\chi}^{(3)}EEE + \dots \quad (6)$$

Пока в (4) можно пренебречь нелинейными членами (что характерно для хаотич. малонтенсивного излучения большинства нелазерных источников света), для d и P имеем:

$$d = d_{лин} = \hat{\chi}^{(1)}E; \quad P = P_{лин} = \hat{\chi}^{(1)}E, \quad (7)$$

$$\chi_{ij}^{(1)} = N \langle \chi_{ij}^{(1)} \rangle = \frac{n^2 - 1}{2}, \quad (7a)$$

т. е. отклик среды линеен по полю и полностью описывается линейной поляризуемостью $\chi^{(1)}$ и линейной восприимчивостью $\chi^{(1)}$. [Величина $(n^2 - 1)/2$ — лоренцевский фактор, или фактор действующего поля, характеризует действие соседних диполей.] Соотношения (7) являются квазистатич. материальными ур-ниями линейной оптики. Оптич. отклик в общем случае характеризуется набором поляризуемостей $\hat{\chi}^{(2)}$, $\hat{\chi}^{(3)}$, ... и нелинейных восприимчивостей $\hat{\chi}^{(2)}$, $\hat{\chi}^{(3)}$, ...

В лазерной оптике нелинейные слагаемые в (5) и (6) существенны, а обусловленные ими эффекты во мн. случаях доминируют. Более того, в «сверхсильных» световых полях мощных лазеров локальный нелинейный отклик сравнивается с линейным, $P_{нл} \sim P_{лин}$ (см. ниже).

Иные представления о том, что законы линейной оптики, в частности суперпозиции принципа, носят приближённый характер и применимы лишь в области слабых полей, существовали и до появления лазеров. Первые прямые эксперименты по регистрации нелинейности в поглощении и преломлении света в флуоресцирующих кристаллах и стёклах были выполнены в 1920–30-х гг. С. И. Вавиловым с сотрудниками. Результатом нарушения принципа суперпозиции является известный ещё с прошлого века линейный эл.-оптич. эффект. Лежащие в его основе взаимодействие НЧ- и оптич. полей описывается квадратичным членом в разложении поляризации по полю:

$$P_{нл}(\omega) = \chi^{(2)}E_0E_{\omega},$$

где E_0 — статич. (НЧ-) электр. поле, изменяющее поляризацию ϵ (а следовательно, и показатель преломления) на оптич. частоте ω .

Первым нелинейным эффектом, зарегистрированным с помощью лазера, стала генерация второй оптич. гармоники. В 1961 П. Франкен (P. Franken) с сотрудниками наблюдали удвоение частоты излучения рубино-

вого лазера в кристалле кварца. Эффект описывается квадратичным по полю членом в нелинейной поляризации (6). Гармонич. поле (2) возбуждает в соответствии с (6) волну нелинейной поляризации на удвоенной частоте:

$$P_{нл}(2\omega) \sim \chi^{(2)}(2\omega)E_{\omega}^2 \sim \chi^{(2)}(2\omega)A^2 \exp i2(\omega t - k_1 r). \quad (8)$$

Эта волна — движущийся распределённый источник, переизлучающий световое поле гармоники $E_{2\omega} = \epsilon_0 A_2 \exp i(2\omega t - k_2 r)$.

В опытах Франкена генерация гармоник была очень слабым эффектом, к-д удвоения (относит. мощность гармоник) $\lesssim 10^{-8}$. Однако уже к нач. 1963 вид оптич. удвоителей достигали 20–30%. Решающую роль в этом сыграли реализация условий фазового синхронизма, согласование фазовых скоростей волн нелинейной поляризации и гармоники, осуществляющиеся при $2k_1 = k_2$ и приводящее к синфазному сложению полей гармоники, генерирующихся в разл. участках нелинейной среды. Т. о., даже в условиях, когда локальный нелинейный эффект мал ($\chi^{(2)}E \ll 1$, $P_{нл} \ll P_{лин}$), накопление его на большой дистанции, управление «продольными» взаимодействиями приводит к сильному энергообмену между волнами.

Принципиальное значение для Н. о. имело создание лазеров с модулиров. добротностью (Q-фактор), позволяющих получать при длительности импульсов $\sim 10^{-7} - 10^{-8}$ с интенсивности $\sim 10^{10} - 10^{11}$ Вт/см². Сильные поля лазеров с модулиров. добротностью позволили начать исследование нелинейных эффектов, кубичных по полю, определяемых $\chi^{(3)}$. С помощью этих лазеров получены 3-я и 4-я оптич. гармоники (1963–64), обнаружено явление вынужденного комбинац. рассеяния (1962). Оказалось, что в сильных лазерных полях взаимодействия электронных и колебат. движений в молекулах и кристаллах приводят к фазировке колебаний; рассеяние становится когерентным, интенсивность рассеянного света возрастает на много порядков.

В 1965 впервые наблюдалась самофокусировка света, зарегистрированы «поперечные» нелинейные взаимодействия: в нелинейной среде дифракционная расходимость мощного светового пучка поддается нелинейной рефракцией, обусловленной нелинейной добавкой к показателю преломления ($\Delta n = n_2 I$, $n_2 \sim \chi^{(3)}$). В том же году запущен параметрический генератор света, в к-ром взаимодействие волн на квадратичной нелинейности используется для генерации когерентного излучения, плавно перестраиваемого по частоте в широком диапазоне.

Проблемы совр. Н. о. далеко выходят за рамки физ. и прикладной оптики в их традиц. понимании. Совр. Н. о. определяют след. направления: физика оптич. нелинейности и нелинейная спектроскопия; волновая Н. о.; воздействие сильного светового поля на вещество; прикладная Н. о.

Физика оптич. нелинейности и нелинейная спектроскопия. Совр. Н. о. сталкивается с разнообразными проявлениями нелинейного отклика разл. сред, сюда входят и прямые эксперименты по регистрации поляризации вакуума в сверхсильных световых полях. Спектроскопич. методы, основанные на изучении нелинейных свойств вещества, в частности дисперсии нелинейных восприимчивостей, оказались универсальными, позволяли решать задачи, ранее недоступные оптич. технике.

Волновая нелинейная оптика. Нелинейность отклика приводит к взаимовлиянию, и т. ч. к сильному энергообмену волн с существенно разл. частотами и волновыми векторами, к нелинейным изменениям частотного и угл. спектров взаимопрозрачн. квазишлюк волн (самовоздействию). В процессе волновых взаимодействий и самовоздействий нелинейно изменяется и состояние поляризации волн — возникают поляризац. нелинейные эффекты.

Многообразные волновые взаимодействия и самовоздействие фактически определяют гл. черты поведения мощных лазерных пучков в материальной среде. Разработка эфф. методов управления продольными и поперечными нелинейными взаимодействиями позволила реализовать в оптике разнообразные эффекты нелинейной волновой динамики — параметрич. взаимодействия, ударные волны, генерацию структур, солитоны, спиральные волны, турбулентность.

Физика воздействия сильного светового поля на вещество. Нелинейный отклик среды, нелинейные оптич. явления играют важную, а зачастую и решающую роль в механизмах лазерного возбуждения и релаксации в сильнонеравновесных состояниях в атомах, молекулах и конденсиров. средах. На использовании оптич. нелинейности базируются и уникальные по быстрдействию (временное разрешение $\sim 10^{-15}$ с) и спектральному разрешению методы лазерной диагностики неравновесных состояний, быстрых превращений в веществе.

Прикладная нелинейная оптика. Преобразование частотного и угл. спектров, быстрое управление амплитудой и фазой световых волн, являющиеся следствием нелинейных взаимодействий и самовоздействий, лежат в основе действия широкого класса нелинейнооптич. устройств. Кроме традиц. преобразователей частоты и параметрич. генераторов, в прикладной Н. о. разработаны системы нелинейной адаптивной оптики, эфф. компрессоры сверхкоротких световых импульсов, нестабильные и мультистабильные элементы быстродействующих цифровых и аналоговых оптич. процессоров.

Т. о., мн. проблемы Н. о. тесно переплетаются с задачами атомной и молекулярной физики, физики твердого тела, электроники и технологии. При всем многообразии направлений исследований важнейшими продолжают оставаться: физика и техника генерации сильных световых полей; физика оптич. нелинейности и разработка нелинейных материалов; разработка методов управления продольными и поперечными взаимодействиями световых волн в нелинейных средах.

Величина нелинейного эффекта определяется напряженностью светового поля, значением нелинейной восприимчивости и эфф. пространственным масштабом нелинейного взаимодействия.

1. Сильные световые поля

Естественный для Н. о. масштаб напряженности поля — напряженность внутриаомного поля E_A . Можно ожидать, что при $E = E_A$ нелинейный отклик сравнивается по величине с линейным:

$$P_{\text{лин}}(E_A) \approx P_{\text{нл}}(E_A). \quad (9)$$

Максимальная в ряду внутриаомных полей напряженность поля в атоме водорода $E_A \approx e/a_0^2 \approx 5 \cdot 10^9$ В/см достигается в световом пучке с интенсивностью

$$I_A = \frac{cA^2}{8\pi} = \frac{c^2}{2a_0^4} \approx 10^{17} \text{ Вт/см}^2.$$

Для получения таких интенсивностей необходимо располагать лазерными системами, генерирующими излучение мощностью $W \approx 1$ ТВт (10^{12} Вт). Фокусировка излучения в пятно площадью $\sigma \approx 10^{-8}$ см², вполне реальная в видимом и ближнем ИК-диапазоне, приводит в этом случае к $I = W/\sigma \approx 10^{18}$ Вт/см².

С помощью лазеров с модуляторами добротностью ($\tau_H \approx 10^{-8} - 10^{-9}$ с) сверхсильные поля можно получить только в уникальных мультикилоджоульных установках, предназначенных для экспериментов по УТС. Поэтому огромное значение для Н. о. имели освоение техники генерации пико- и фемтосекундных импульсов, разработка методов сжатия лазерных импульсов, «фокусировка во времени» (рис. 1).

При $\tau_H \approx 10^{-13} - 10^{-14}$ с переход к сверхсильным полям возможен при энергиях импульса 0.1 Дж.

Именно такими методами получены (1989) интенсивности $I \approx 10^{18}$ Вт/см², при к-рых напряженность светового поля почти на порядок превосходит атомное поле. При $E > E_A$ происходит радикальное изменение структуры вещества; дискретная структура атомных уровней практически исчезает, оптич. отклик определяется переходами в непрерывном спектре. Это означает, что при $E \geq E_A$ на смену Н. о. атомов и молекул приходит нелинейная электронная физика. В действительности единицы диапазон Н. о. атомов и молекул существенно уже. Конденсиров. среда, не слишком разреженный газ ионизуются при интенсивностях $I = I_{\text{пр}} < I_A$ ($I_{\text{пр}}$ — порог пробоя). Эффект связан с лавинным размножением свободных электронов, набирающих энергию в процессе столкновений в поле световой волны. При достижении критич. концентрации электронов $N_{\text{кр}} \sim 10^{18}$ см⁻³ возникает лавинный световой пробой (см. Оптические разряды). Возможность достичь $N_{\text{кр}}$ определяется плотностью световой энергии; поэтому $I_{\text{пр}} \sim 1/\tau_H$, т. е. порог светового пробоя возрастает с уменьшением длительности лазерного импульса.

Конкретные значения $I_{\text{пр}}$, вид зависимости $I_{\text{пр}}(\tau_H)$ определяют прежде всего соотношением частоты света ω и резонансной частоты вещества ω_A .

Представления о порядках величин можно дать для существенно перерезанного случая $\omega/\omega_A \ll 1$. В этой ситуации пробой прозрачных кристаллов и стекол в поле импульсов длительностью $\tau_H \approx 10^{-8}$ с происходит при $I_{\text{пр}} \approx 10^{10} - 10^{11}$ Вт/см². При $\tau_H \approx 10^{-14}$ с верх. граница интенсивностей, при к-рых конденсиров. среда ещё не успевает ионизоваться, повышается до значений $I_{\text{пр}} \approx 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см². При $I = I_{\text{пр}} \approx 10^{16}$ Вт/см² атом ионизуется за счёт туннелирования электрона в световом поле за время порядка светового периода; этим определяется предельная оптич. прочность вещества в перерезанном состоянии. При $I > I_{\text{пр}} < I_A$ в перерезанном случае $I_{\text{пр}} \approx (\omega/\omega_A)^2 I_A$ линейный и нелинейный отклики вещества определяются фактически откликом квазисвободных электронов.

В световом поле напряженность

$$E = E_{\text{пол}} = m\omega c/e$$

энергия осциллируй электрона становится сравнимой с энергией покоя. Соответственно, т. н. релятивистская интенсивность

$$I_{\text{ред}} = m^2 \omega^2 c^3 / 4\pi e^2$$

характеризует границу релятивистской Н. о. свободных электронов [при $E = E_{\text{пол}}$, $v \approx c$ в (1) и вклад, обусловленный силой Лоренца, уже нельзя рассматривать как малое возмущение]. Для частот, соответствующих видимому диапазону, $I_{\text{ред}} \approx 10^{18}$ Вт/см² — величина, уже достигнутая в эксперименте.

Получение сверхсильных полей позволяет экспериментально наблюдать эффекты нелинейной квантовой электродинамики. В полях напряженностью $E \approx 10^{18}$ В/см ($I \approx 10^{20}$ Вт/см²) возможна генерация электронно-позитронных пар в вакууме («оптич. пробой вакуума»). Хотя достижение таких полей пока представляется проблематичным, взаимодействие уже

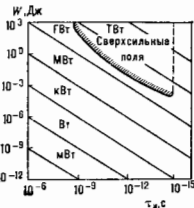


Рис. 1. Диаграмма энергии — длительности лазерного импульса τ_L ; линиями указаны уровни равной мощности. Сверхсильным полям соответствует мощность > 1 ГВт.

реализованных мощных лазерных импульсов с релятивистскими электронами может привести к наблюдению ряда принципиальных эффектов. При $I > > 10^{20}$ Вт/см² реализуются условия наблюдения нелинейного томоновского и величинного комптоновского рассеяния; возможна регистрация влияния лазерного поля на В-распад. При $I > 10^{22} - 10^{24}$ Вт/см² возможно наблюдение черенковского излучения в вакууме, поляризованном мощной световой волной.

2. Нелинейный отклик и нелинейные восприимчивости

Нелинейный отклик свободных и связанных «оптич.» электронов — универсальная, но не единственная причина возникновения нелинейных оптич. явлений. Существенными оказываются нелинейные колебания многотомных молекул и кристаллич. решёток, возбуждение светом явлений дрейфа, диффузии зарядов в кристаллах (фоторефрактивный эффект), индуцированная световой волной ориентация анизотропных молекул в жидкостях и жидких кристаллах (оптический Керра эффект), электрострикция, разл. тепловые эффекты и т. п. Перечисленные механизмы приводят к появлению оптич. нелинейностей, существенно различающихся по величине и времени установления нелинейного отклика $\tau_{нл}$. Для набв. быстрой нерезонансной электронной поляризации $\tau_{нл} \leq 10^{-14}$ с, для инерционной тепловой нелинейности $\tau_{нл} > 10^{-9}$ с.

Слабый локальный нелинейный отклик. В большинстве практически интересных случаев локальный нелинейный отклик много меньше линейного ($P_{нл} \ll P_{лин}$) и нелинейные свойства среды хорошо описываются разложениями (5), (6), набором гиперполяризуемостей $\chi^{(n)}$ и нелинейных восприимчивостей $\chi^{(n)}$.

В световом поле

$$E = \sum_m E_m = \sum_m e_m A_m \exp i(\omega_m t - \mathbf{k}_m r)$$

возникает бесконечный набор волн нелинейной поляризации на частотах $\omega = \sum_{m=1}^n \omega_m$

$$P_{нл}(\omega) = \hat{\chi}^{(n)} E_1 E_2 E_3 \dots E_n, \quad (10)$$

где определяющая макроскопич. нелинейный отклик спектральной компонента тензора $(n+1)$ -го ранга $\hat{\chi}^{(n)}$:

$$\hat{\chi}_{ijk \dots n+1}^{(n)}(\omega = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \dots \pm \omega_n) = N \langle \hat{\chi}_{ijk \dots n+1}^{(n)}(\omega) \rangle L^{(n)}; \quad (11)$$

здесь $\langle \hat{\chi}_{ijk \dots n+1}^{(n)} \rangle$ — усреднённый по ориентациям атомов или молекул тензор гиперполяризуемости, $L^{(n)}$ — фактор локального поля — поправка, учитывающая диполь-дипольное взаимодействие (обобщение лоренцевского фактора)

$$L^{(n)} = L(\omega_1) L(\omega_2) \dots L(\omega_n) = \left[\frac{n_0(\omega_1) + 2}{3} \right] \cdot \left[\frac{n_0(\omega_2) + 2}{3} \right] \cdot \dots \cdot \left[\frac{n_0(\omega_n) + 2}{3} \right], \quad (12)$$

$n_0(\omega_m)$ — линейный показатель преломления. Ф-ла (11) является естеств. обобщением соотношения (7а). Расчёт величин $\chi^{(n)}$ и $\hat{\chi}^{(n)}$ должен основываться на макроскопических теоретич. моделях. Информацию о нелинейном отклике даёт и феноменологич. теория, апеллирующая к общим свойствам симметрии среды, рассматривающая такие простые модельные системы, как классич. ангармонич. осциллятор, квантовая *двухуровневая система*.

Квадратичные нелинейные восприимчивости. Младший нелинейный член в разложении (6) — квадратичный по полю $P_{нл} = \hat{\chi}^{(2)} E E$. Квадратичная нелинейная восприимчивость $\chi_{ijk}^{(2)}$ — тензор 3-го ранга; поэтому

оптич. эффекты, квадратичные по полю, возникают только в средах, не имеющих центра симметрии.

В квадратичной среде бигармонич. световое поле

$$E = E_1 + E_2 = e_1 A_1 \exp i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 r) + e_2 A_2 \exp i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 r) \quad (13)$$

возбуждает волны нелинейной поляризации на частотах $2\omega_1, 2\omega_2, \omega_1 \pm \omega_2$, являющихся результатом трёхчастотных ($\omega_1, \omega_2, \omega_3$) взаимодействий вида $\omega = \omega_i \pm \omega_j$ ($i, j = 1, 2$). Соответствующие спектральные компоненты тензора восприимчивости $\chi^{(2)}(2\omega_i), \chi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2)$ связаны с быстрым (электронным) механизмом нелинейного отклика, для к-рых $\tau_{нл} \ll \ll \omega_i^{-1} \approx 10^{-14}$ с. Эти процессы приводят к модуляции показателя преломления с оптич. частотой. Набв. важных среди них — нерезонансный величинный отклик связанных оптич. электронов. Пользуясь (9), можно оценить $\chi^{(2)}$:

$$\chi^{(1)} E_a \approx \chi^{(2)} E_a^2; \quad \chi^{(1)} \approx 1; \quad \chi^{(2)} \sim E_a^{-1}. \quad (14)$$

Если взять для E_a значение для атома водорода, то $\chi^{(2)} \sim 10^{-7}$ [СГС]. Реальные значения $\chi^{(2)}(2\omega)$ (в видимом диапазоне) для диэлектриков лежат в пределах от 10^{-8} [СГС] (кварц) до $1,7 \cdot 10^{-8}$ СГС для одного из набв. нелинейных кристаллов $\text{Ba}_2\text{NaNb}_2\text{O}_7$. Существенно большие значения $\chi^{(2)}(2\omega)$ в полупроводниках; в GaAs на $\lambda_1 = 1,06$ мкм $\chi^{(2)}(2\omega) \approx 5,2 \cdot 10^{-7}$ СГС; в кристалле Те в ИК-диапазоне ($\lambda = 10,6$ мкм) $\chi^{(2)} \approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ СГС. Т. о., в средах, линейные восприимчивости к-рых различаются меньше чем на порядок, различие в величинах нелинейного отклика достигает почти четырёх порядков. Для нелинейностей более высокого порядка по полю сказанное проявляется ещё сильнее (см. ниже). Количеств. расчёт $\chi^{(2)}$ кристаллов основывается в большинстве случаев на полупроводниковых моделях. Структуру квадратичного нелинейного отклика можно определить с помощью модели классич. ангармонич. осциллятора. Подставя в (4б) $P_{нл} = \alpha x^2$ и подставляя в (4а) поле (13), методом возмущений получим $d = \psi^{(1)} E + \psi^{(2)} E^2$ и

$$\psi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) \equiv \psi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2, \omega_1, \omega_2) = -\frac{\alpha e^2}{m^2} R(\omega_1) R(\omega_2) R(\omega_1 \pm \omega_2), \quad (15)$$

где $R(\omega_i) = (\omega_i^2 - \omega_i^2 - i\omega_i \Gamma)^{-1}$ — резонансные множители, Γ — полуширина линии поглощения. Тогда для $\chi^{(2)}$ [ср. (11)] получим:

$$\chi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) = N \psi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) \times \left[\frac{n^2(\omega_1 \pm \omega_2) + 2}{3} \right] \left[\frac{n^2(\omega_1) + 2}{3} \right] \left[\frac{n^2(\omega_2) + 2}{3} \right], \quad (15a)$$

поскольку в кристалле элементарные «ячейки» ориентированы одинаково. К аналогичным ф-лам для $\psi^{(1)}$ и $\chi^{(2)}$ приводит и модель двухуровневой системы, в к-рой вместо классич. фактора $D = \alpha e^2/m^2$ является произведение трёх матричных элементов переходов

$$\chi^{(2)}(\omega_1 \pm \omega_2) = DR(\omega_1 \pm \omega_2) R(\omega_1) R(\omega_2) L(\omega_1 \pm \omega_2) \times L(\omega_1) L(\omega_2). \quad (16)$$

Кубичная нелинейная восприимчивость $\chi_{ijkl}^{(3)}$, являясь тензором 4-го ранга, отлична от нуля в центросимметричных средах: в газах, жидкостях, аморфных и кристаллич. твёрдых телах. В этих средах в результате четырёхчастотных (четырёхчастотных) взаимодействий вида $\omega = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_k$ ($i, j, k = 1, 2, 3$) бигармонич. поле (13) возбуждает широкий спектр волн нелинейной поляризации на комбинац. частотах и гармониках $3\omega_1, 3\omega_2, 2\omega_1 \pm \omega_2, 2\omega_2 \pm \omega_1$ и т. п. Кубичные восприимчивости $\chi_{ijkl}^{(3)}$ ($3\omega_1, \omega_1, \omega_1, \omega_1$), $\chi_{ijkl}^{(3)}(2\omega_1 \pm \omega_2, \omega_1, \omega_1 \pm \omega_2)$ и т. п. для сильно различающихся

частот ω_1 и ω_2 обусловлены малоинерционными (напр., электронными) механизмами нелинейного отклика. Для грубой оценки спектральной компоненты $\chi^{(3)}(\omega)$, связанной с резонансным электронным откликом конденсиров. среды, можно полагать [ср. с (14)] $\chi^{(3)}(\omega) \sim E_a^{-2}$. Оценка $\chi^{(3)}(\omega) \approx 10^{-13} - 10^{-14}$ СГС близка к значениям, измераемым в оптически прозрачных жидкостях и диэлектриках.

Поскольку $\chi^{(3)}$ отлична от нуля в газах, в её поведение гораздо сильнее, чем в $\chi^{(2)}$, проявляются индивидуальные свойства атомов и молекул. Особенно ярко они выражены в резонансных свойствах $\chi^{(3)}$ (для разреженного газа $\chi^{(3)} = N\gamma^{(3)}$). На рис. 2 приведены теоретич. график дисперсии $\gamma^{(3)}$ и диаграмма энергетич. уровней для атомов Na. Отчётливо видны сильные возрастания кучбы. восприимчивости вблизи резонансов.

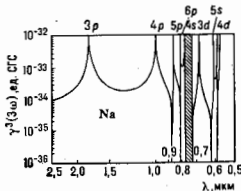


Рис. 2. Теоретические значения кубической гиперполяризуемости $\gamma^{(3)}(\omega)$ атома Na, ответственной за генерацию третьей гармоники в зависимости от длины волны основного излучения λ .

Четырёхчастотные нелинейные взаимодействия на кубической нелинейности приводят не только к генерации волн на новых частотах, но и к возникновению волн нелинейной поляризации на частотах исходных волн:

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3; \quad \omega_5 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3;$$

$$P_{нл4}(\omega_4) = \chi^{(3)}(\omega_4)E(\omega_1)E(\omega_2)E^*(\omega_3);$$

$$P_{нл5}(\omega_5) = \chi^{(3)}(\omega_5)E(\omega_1)E(\omega_2)E^*(\omega_3).$$

В результате такого самовоздействия, при кроссмодуляции, возникает нелинейная добавка n_2 к показателю преломления для волны частоты ω_1 .

Полный показатель преломления кубической среды $n = n_0 + n_2 I$; $n_2 \sim \chi^{(3)}$. (17)

Если выразить n_2 в [см²/кВт], то

$$n_2 [\text{см}^2/\text{кВт}] = (2\pi/n_0)^2 \chi^{(3)}(\omega) \text{ СГС.}$$

Обусловленная быстрым резонансным откликом оптич. электронов нелинейная добавка n_2 относительно невелика. Полагая $\chi^{(3)}(\omega) \approx 10^{-14}$ СГС, имеем $n_2 \approx 10^{-13}$ см²/кВт; таковы прибл. значения n_2 для мн. кристаллов и жидкостей. В таком случае даже для интенсивностей, близких к пробойным, $I \approx I_{пр}$, $\Delta n = n_2 I_{пр} \ll n_0$.

Имеется много других, хотя и более инерционных, механизмов, приводящих к существенно более сильной нелинейности показателя преломления. К ним относятся резонансные нелинейности в полупроводниках (экситонные резонансы в двумерных структурах), фоторефрактивный эффект в неорганич. кристаллах, ориентация анизотропных молекул и световом поле и оптич. нагрев среды. Диапазон значений нелинейного параметра n_2 превышает десять порядков (рис. 3). Несмотря на существ. различие физ. механизмов нелинейности, многочисл. данные неплохо укладываются на прямые $n_2 \sim \tau_{нл}^2$; возрастание величины n_2 сопровождается увеличением инерционности отклика.

К ориентц. механизмам в жидких кристаллах, приводящим к $n_2 > 0,1$ см²/кВт, с полным основанием применим термин «гигантские оптич. нелинейности».



Рис. 3. Значения нелинейного коэффициента n_2 для оптических материалов на плоскости n_2 , $\tau_{нл}$.

Выше нелинейности. Квадратичная и кубичная нелинейности доминируют в подавляющем большинстве практически важных случаев. Нелинейности более высокого порядка быстро убывают с номером n , $\chi^{(n)} \sim E_a^{-(n-1)}$ (под E_a следует понимать нек-рое эфф. «атомное» поле, различное для разных механизмов нелинейности).

В кристаллах в поле интенсивных сверхкоротких импульсов зарегистрированы эффекты, обусловленные быстрыми (электронными) нелинейностями $P_{нл}^{(4)} \sim \chi^{(4)} E^4$ и $P_{нл}^{(5)} \sim \chi^{(5)} E^5$. В атомарных газах при интенсивностях $I \sim 10^{11}$ Вт/см² измерены нелинейные эффекты, обусловленные $P_{нл}^{(3)} \sim \chi^{(3)} E^3$.

Нелинейный отклик в сверхъярких полях. В сверхъярких световых полях ($E \gtrsim E_a$) описание нелинейного отклика, базирующееся на методе возмущений, разложения нелинейной поляризации в ряд по степеням поля, теряет смысл; в значит. мере утрачивает смысл и понятие нелинейной восприимчивости. В экспериментах по генерации оптич. гармоник в атомах инертных газов при интенсивностях $I \sim 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² были зарегистрированы четвёртые гармоники вплоть до 24-й. Теоретическая интерпретация эффекта базируется на численном анализе нелинейного отклика одноэлектронного атома, никак не связанном с методом возмущений.

3. Волновая нелинейная оптика. Управление продольными и поперечными взаимодействиями волн

Распространение световых волн в слабонелинейной среде описывается неоднородным волновым уравнени-

$$\left[\nabla^2 \{E\} \right] + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{нл}}{\partial t^2} = - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{нл}}{\partial t^2}, \quad (18)$$

где внеш. силой является волна нелинейной поляризации $P_{нл}(k, t)$. Последняя возбуждает вынужденную эл.-магн. волну, имеющую те же частоту и волновой вектор, что и волна нелинейной поляризации. Интерференция вынужденных волн со свободными волнами среды определяет динамику развития нелинейного волнового процесса во времени и в пространстве. Поскольку характер интерференции свободных и вынужденных волн существенно зависит от дисперсии среды, дисперсионные параметры решающим образом влияют на формирование нелинейных волн. В электродинамике сильнодиспергирующих слабонелинейных сред приятно выделять нелинейные взаимодействия и с а м о в о з д е й с т в и я волн, обусловленные зависимостью комплексного показателя преломления от интенсивности.

Строгое разграничение нелинейных волновых процессов на взаимодействие и самовоздействие справедливо лишь для плоских монохроматич. волн, для k -рой самовоздействия проявляются как самодифракц. изменения поглощения и фазовой скорости волны. Для реальных модулированных во времени и пространстве световых волн эта классификация условна. Самовоздействия волновых пакетов и пучков в кубичной среде (самодифракц. изменения формы модуляции) обусловлены четырёхфотонными взаимодействиями разл. компонент частотного и угл. спектров, продольными и поперечными взаимодействиями. Однако термины «взаимодействия» и «самовоздействия» широко используются и для модулиров. волн. В совр. Н. о. говорят о взаимодействиях и «самовоздействиях» широко используются и для модулиров. волн. В совр. Н. о. говорят о взаимодействиях и «самовоздействиях» широко используются и для модулиров. волн. В совр. Н. о. говорят о взаимодействиях и «самовоздействиях» широко используются и для модулиров. волн.

Дело не только в терминологии, существенно различаются теоретич. подходы, физ. образы, используемые при исследовании взаимодействий и самовоздействий. В описании взаимодействий первоочередный интерес представляет динамика распределения энергии по спектру, а в описании самовоздействия главное — поиск автомодельных решений, стационарных волн, устойчивости и т. п.

Правильнейшие уравнения нелинейной геометрической оптики; связанные волны. Для большинства практически интересных задач Н. о. ур-ние (18) можно упростить, пользуясь методом медленно меняющихся амплитуд. Для плоских волн, распространяющихся в слабонелинейной среде,

$$A = \sum_n A_n(t, r) \exp(i\omega_n t - \mathbf{k}_n r), \quad (19)$$

в первом приближении теории дисперсии полагаем, что комплексные амплитуды A_n медленно изменяются на длине волны λ_n и периоде $T_n = 2\pi/\omega_n$, вместо (6), (18) получаем систему n связанных ур-ний 1-го порядка

$$S_n [e_n |k_n e_n] \frac{\partial A_n}{\partial t} + [e_n |k_n e_n] \nabla A_n + (e_n \hat{\alpha} e_n) A_n + P_{нл}(\omega_n) f_n(r) = 0, \quad (20)$$

где $P_{нл}(\omega_n)$ — спектральные компоненты нелинейной поляризации на частоте ω_n ; $\hat{\alpha}$ — тензор, описывающий потери в среде; S_n — лучевой вектор; $f_n(r)$ — фактор, описывающий интерференцию свободных и вынужденных волн.

Дифракция, дисперсионное расплывание волновых пакетов. Наиб. адекватна нелинейным задачам югослав. трактовка дифракции (см. *Дифракция волн*). Её матем. аппарат никак не связан с принципом суперпозиции и базируется на параболич. ур-нии для комплексной амплитуды (см. *Волны*), описывающем «поперечную» диффузию поля, что тесно связано с методом медленно меняющихся амплитуд.

Системой связанных параболич. ур-ний

$$[e_n |k_n e_n] \nabla A_n + \frac{i}{2} \Delta_{\perp} A_n + (e_n \hat{\alpha} e_n) A_n + P_{нл}(\omega_n) f_n(r) = 0 \quad (21)$$

описывается распространение монохроматич. волновых пучков в нелинейной среде. Аналогичные по структуре ур-ния описывают и взаимодействия плоских волновых пакетов в нелинейной диспергирующей среде. Во втором приближении теории дисперсии, рассматривая для простоты плоский пакет в изотропной среде, получим параболич. ур-ние вида

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \cdot \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + \hat{\alpha} A + P_{нл}(\omega_n) f_n(z) = 0, \quad (21a)$$

где $\eta = t - z/u$, u — групповая скорость пакета.

Локальные и накапливающиеся нелинейные эффекты. В протяжённой среде, характерный размер k -рой существенно превышает длину волны, аффертиность нелинейного взаимодействия определяется величиной локального нелинейного отклика (величиной $\sim \chi^{(2)E}$ в квадратичной среде и $\chi^{(3)E^2}$ — в кубичной) и условиями интерференции свободных и вынужденных волн.

Сильные нелинейные взаимодействия (сильный энергообмен между взаимодействующими волнами) удаётся получить и в слабонелинейной среде, в k -рой $\chi^{(2)E} \ll 1$, $\chi^{(3)E^2} \ll 1$. Малость локального нелинейного отклика компенсируется организацией накапливающегося взаимодействия. Последнего можно добиться за счёт подбора дисперсионных свойств среды. Пример этого — генерация 2-й оптич. гармоники в двулучепреломляющем кристалле. В приближении геом. оптики система связанных ур-ний (20) сводится к двум ур-ниям 1-го порядка для амплитуд осн. волны A_1 и 2-й гармоники A_2 (без учёта потерь):

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} &= -i\beta_1 A_1 A_2^* \exp(i\Delta k z); \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{i}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} &= -i\beta_2 A_1^2 \exp(-i\Delta k z). \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь u_1, u_2 — групповые скорости, $\beta_1 = 2\pi(e_1 \chi^{(2)} e_2 e_1) \omega^2 / k_1 c^2$, $\beta_2 = \pi(e_2 \chi^{(3)} e_1 e_1) \omega^2 / k_2 c^2$ — коэф. нелинейной связи, ось z направлена вдоль k_1 , $A_i = \rho_i \exp(i\varphi_i)$. Расстройка волновых векторов $\Delta k = k_2 - 2k_1$ определяет картину интерференции свободной (волновое число k_2) и вынужденной (волновое число $2k_1$) волн. Генерация гармоники наиб. аффертивна в условиях фазового и группового синхронизма, когда

$$\Delta k = 0; \quad u_1 = u_2. \quad (23)$$

Тогда для вещественных амплитуд ρ_1, ρ_2 из (22) получаем ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$):

$$\begin{aligned} \rho_1(\eta, z) &= \rho_{10}(\eta) \operatorname{sech}(\beta \rho_{10} z), \\ \rho_2(\eta, z) &= \rho_{10}(\eta) \operatorname{th}(\beta \rho_{10} z). \end{aligned} \quad (24)$$

Графики решений (20), (24) представлены на рис. 4(a); видно, что при выполнении условия (23) вся энергия основной волны переходит в гармонику, реализуется накапливающееся взаимодействие; оптич. удвоитель частоты

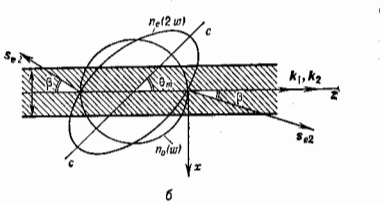


Рис. 4. Удвоение частоты света: а — пространственное изменение вещественных амплитуд ρ_1, ρ_2 в условиях фазового синхронизма; б — схема реализации условий фазового синхронизма в двулучепреломляющем кристалле. Приведены сечения поверхности показателя преломления для обыкновенной $n_o(\omega)$ и необыкновенной $n_e(2\omega)$ волн.

обладает кпд $\sim 100\%$. Если же расстройка Δk велика, быстро осциллирующий член в правых частях уравнений (22) практически полностью подавляет

нелинейный эффект (см. также *Взаимодействие световых волн*).

Мелкомасштабные и крупномасштабные накапливающиеся продольные взаимодействия. Условия фазового синхронизма в оптике наиб. эффективно реализуются в двулучепреломляющих кристаллах. Имитация отсутствия дисперсии $\Delta k = k_2 - 2k_1 = (2\omega/c)(n(2\omega) - n(\omega)) = 0$ возможна, если волны основной частоты и гармоники поляризованы ортогонально (рис. 4,б). Пересечение поверхности $n_2(2\omega)$ и $n_1(\omega)$ определяет конус направлений, вдоль к-рых $n_2(2\omega) = n_1(\omega)$. Пространственный масштаб накапливающегося продольного взаимодействия плоских гармоник, волн на частотах ω и 2ω , распространяющихся вдоль такого направления, $L_1 = \Delta k^{-1} \rightarrow \infty$. Однако неизбежно присутствующие временная и пространственная модуляции волны приводят к ограничению величины L_1 . Тем не менее и в этой ситуации продольные взаимодействия удаётся сделать крупномасштабными, если $L_1 > L_{\text{нл}} \approx \beta^{-1/2} \cdot 10^3$. Здесь т. н. нелинейная длина $L_{\text{нл}}$ — характерное расстояние, на к-ром > 50% энергии осн. волны переходит в гармонику в условиях фазового синхронизма.

Крупномасштабные продольные взаимодействия удаётся реализовать в пучках мощных лазеров, макс. вид удвоитель частоты достигает $\sim 80-90\%$. Если разность $n(2\omega) - n(\omega)$ определяется естеств. дисперсией среды, то $L_1 \approx \Delta n^{-1}$ не превышает 10^{-3} см и даже для световых волн, близких к пробойным, продольные взаимодействия остаются мелкомасштабными.

Управление поперечными взаимодействиями. Для эффектов, приводящих к нелинейному изменению угл. спектра, таких как самофокусировка и самодифракция, генерация диссипативных структур, пространственная нестабильность и мультистабильность, определяющую роль играет характерный масштаб поперечных взаимодействий L_1 . Мелкомасштабные поперечные взаимодействия ($L_1 \ll d$ — поперечного размера светового пучка) возникают за счёт дифракции («диффузия» лучевой амплитуды), диффузии частиц нелинейной среды. В системах с оптич. обратной связью, в нелинейных резонаторах с т. н. дв. мерной обратной связью, используя относительно несложные преобразования светового поля, можно получить $L_1 \approx d$ (см. раздел 7).

4. Сильные нелинейности, нелинейные материалы

Слабый эффект генерации 2-й оптич. гармоники был открыт в естеств. кристалле кварца. Получение кид оптич. удвоителя частоты, достигающего десятков процентов, стало возможным только за счёт использования искусственно выращенных кристаллов, позволяющих реализовать условия синхронизма. Поэтому большая величина нелинейной восприимчивости — не единств. требование к эфф. нелинейному материалу. Обычно необходима совокупность таких свойств, как нелинейность, двулучепреломление, область прозрачности, оптич. прочность и т. п. Возможности варьирования величин квадратичной нелинейной восприимчивости $\chi^{(2)}$, обусловленной быстрой электронной нелинейностью, относительно невелики. Анализ эксперим. данных позволяет сформулировать полумпирич. закономерность, связывающую спектральные компоненты квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$ с компонентами линейной восприимчивости $\chi^{(1)}$.

Она оказывается:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \Delta_{ijk} \chi_{ij}^{(1)}(\omega_3) \chi_{kk}^{(1)}(\omega_1) \chi_{kk}^{(1)}(\omega_2), \quad (25)$$

где коэф. $\Delta_{ijk} \approx 10^{-8}$ СГС практически постоянны для широкого класса кристаллов. Согласно (25), оптич. материалы с высокими значениями линейного показателя преломления должны обладать и высокой квадратичной нелинейностью.

Наиб. значения $\chi^{(2)}$, полученные в кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ в видимом диапазоне ($\chi^{(2)} \approx 10^{-8}$

СГС) и в кристалле Те в ИК-диапазоне ($\chi^{(2)} \approx 2.2 \cdot 10^{-8}$ СГС) ещё в 1960-х гг., практически не были превзойдены и в 1980-х гг. (табл.). Это не свидетельствует, однако, об отсутствии прогресса в разработке материала с квадратичной нелинейностью. Наиболее яркие достижения получены в разработке нелинейных кристаллов для преобразования широкоопертурных пучков импульсных лазеров для установок УТС и в разработке кристаллов для преобразования излучения с высокой ср. мощностью. Удвоитель частоты на кристалле калий — титанил фосфата (КТР) обладает $\approx 60\%$ при средней мощности лазерного излучения ~ 20 Вт.

Неорганические кристаллы для нелинейнооптических преобразований

Кристаллы	$\chi^{(2)}(2\omega) \cdot 10^8$ СГС	Объём прозрачности, мкм
KDP(KH_2PO_4)	1,13	0,2—1,2
LiIO ₃	13,38	3—4,5
LiNbO ₃	13,86	0,4—4,5
Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅	17,45	0,4—4,5
КТР(КТР ₂ О ₇)	15,54	0,35—4,0
VBO($\beta\text{-Ba}_2\text{VO}_4$)	3,25	0,195—3,5

Представление о диапазоне значений кубичной нелинейной восприимчивости в совр. нелинейных материалах даёт диаграмма рис. 3. Несмотря на разнообразие физ. механизмов нелинейности, можно чётко выделить экз. принципы, лежащих в основе поиска и разработки сильнонелинейных материалов.

Величина кубичной восприимчивости [ср. (11), (16)] определяется произведением трёх факторов — фактора, характеризующего величину матричных элементов (дипольных моментов), — $D^{(3)}$, вовлечённых в нелинейный процесс, их резонансного вклада $R^{(3)}$ и фактора локального поля $L^{(3)}$: $\chi^{(3)} \sim D^{(3)} R^{(3)} L^{(3)}$. Управление каждым из них приводит к значительным результатам в разработке материалов с кубичной нелинейностью.

Управлять фактором $D^{(3)}$ можно за счёт дelokализации электронных состояний, ибо осн. вклад в линейную и нелинейную поляризуемость дают субмолекулярные электроны. Пример сильно дelokализованных состояний — π -электроны в органич. молекулах с сопряжёнными связями. С увеличением числа сопряжённых связей — дelokализацией электронов — в молекулах полимеров возрастает поляризуемость $\chi^{(3)}$ (рис. 5).

Эфф. использование резонансов, описываемых фактором $R^{(3)}$ (рис. 2), приводит также к получению сильных кубических нелинейностей (напр., вблизи экзотонных резонансов в полупроводниковых сверхрешётках). Весьма разнообразны возможности увеличения

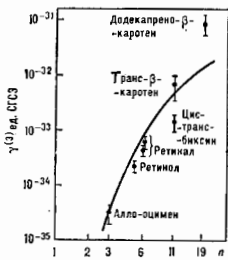


Рис. 5. Зависимость гиперполяризуемости $\chi^{(3)}(3\omega)$ от числа двойных связей в молекулах полимеров; точки — эксперимент, сплошная линия — теория.

$\chi^{(3)}$ за счёт легирования кристаллов и стёкол, использование кластерных систем, включая кластеры на границах раздела. На шероховатых поверхностях металлов и полупроводников действующие поле может возрастать, по крайней мере, на два порядка.

5. Нелинейная спектроскопия и нелинейная диагностика вещества

Традиционным предметом спектроскопии до появления лазеров было исследование дисперсии действительной и мнимой частей линейной восприимчивости $\chi^{(1)}(\omega)$. В соответствии с этим, говоря о нелинейной спектроскопии, часто имеют в виду методы и результаты исследований частотной зависимости нелинейного отклика вещества или — для слабонелинейной среды — частотной зависимости нелинейных восприимчивостей. Фактически предмет и методы современного нелинейной спектроскопии шире и разнообразнее. Быстрый прогресс техники генерации коротких световых импульсов (длительностью всего в неск. световых периодах, фемтосекундные световые импульсы) привёл к разработке эфф. методов исследования нестационарного нелинейного отклика вещества на импульсное оптич. возбуждение. Эту спектроскопию, альтернативную традиционной «частотной» (frequency-domain) спектроскопии, принято называть временной (time-domain) спектроскопией. Совр. нелинейная лазерная спектроскопия включает и нелинейную спектроскопиаграфию, изучающую частотную зависимость нелинейного отклика нестационарных сред; имеется в виду частотная спектроскопия с временным разрешением. Помимо информации о новых (нелинейных) параметрах вещества, нелинейная спектроскопия открывает принципиально новые возможности извлечения данных, являющихся традиц. предметом линейной спектроскопии, — данных о положении и структуре спектральных линий, сечениях рассеяния и т. п.; один из ярких примеров — свободная от доплеровского уширения двухфотонная атомная и молекулярная спектроскопия.

Хотя нелинейная спектроскопия в принципе имеет дело с бесконечным числом новых параметров — нелинейных восприимчивостей разл. порядков $\chi^{(2)}, \dots, \chi^{(n)}$, фактически в большинстве применяемых методов (когерентная активная спектроскопия рассеяния света, спектроскопия двухфотонного поглощения, нелинейная поляризац. спектроскопия) используются резонансы в кубичной нелинейной восприимчивости $\chi_{ijk}^{(3)}(\omega_i; \omega_1, \omega_2, \omega_3)$, к-рая стала одной из важнейших характеристик материальных сред.

Примером может служить когерентная спектроскопия комбинац. рассеяния света, или, как её часто называют, КАРС-спектроскопия (когерентная антистоксова рамановская спектроскопия). Поднимающиеся альтернативному запрету комбинац. резонансы (см. Комбинационное рассеяние света) в нелинейном отклике проявляются как резонансы в кубич. восприимчивости. Согласно классич. модели комбинац. рассеяния, поляризуемость молекулы

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{\partial \gamma}{\partial Q} Q + \dots \quad (26)$$

где Q — смещение ядер, для к-рого ур-ние движения имеет вид

$$\ddot{Q} + 2\Gamma\dot{Q} + \Omega^2 Q = \frac{1}{2M} \frac{\partial \gamma}{\partial Q} E^2. \quad (27)$$

В соответствии с (26), (27) в поляризации P появляется член, кубичный по полю. Действительно,

$$P = P_L + P_{NL} = \gamma(Q)E = \gamma_0 E + \frac{\partial \gamma}{\partial Q} QE,$$

$$P_{NL} \sim \left(\frac{\partial \gamma}{\partial Q}\right)^2 E^2.$$

Если на среду действует бигармонич. поле вида (13), в результате четырёхфотонных взаимодействий на кубич. нелинейности возникает, в частности, волна поляризации, а следовательно, и когерентное световое поле (его когерентность определяется целиком когерент-

ностью накачки) на частоте $\omega_a = \omega_1 + \omega_1 - \omega_2 = 2\omega_1 - \omega_2$.

Соответствующая кубич. восприимчивость

$$\chi_{ijk}^{(3)}(\omega_a; \omega_1, \omega_1; -\omega_2) = NL^2 \chi_{ijk}^{(3)}(\omega_a; \omega_1, \omega_1; -\omega_2), \quad (28)$$

$$\gamma^{(3)} = \frac{1}{24M} \cdot \left(\frac{\partial \gamma^{(1)}}{\partial Q}\right)^2 \cdot \frac{1}{\Omega^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2 - 2i\Gamma(\omega_1 - \omega_2)}.$$

Частотная КАРС-спектроскопия основана на измерении зависимости интенсивности антистоксова сигнала (рис. 6, а)

$$I_a(\omega_a) \sim |\chi^{(3)}(\omega_a; \omega_1, \omega_1; -\omega_2)|^2 |A_1 A_2|^2 \quad (29)$$

от разности частот $\omega_1 - \omega_2$. Она даёт традиц. данные о комбинационных (рамановских) резонансах; чувствительность и спектральное разрешение при этом существенно превосходят таковые для спектроскопии



Рис. 6. Схема частотной (а) и временной (б) КАРС-спектроскопии комбинационных резонансов в кубической восприимчивости $\chi^{(3)}$.

спонтанного комбинац. рассеяния. Вместе с тем КАРС-спектроскопия оказывается и источником принципиально новой информации, поскольку кубич. восприимчивость в (29) складается из вех. составляющих — помимо резонансной восприимчивости $\chi_n^{(3)}$, связанной с колеб. резонансом (28), вклад в антистоксов сигнал дают четырёхфотонные процессы, развивающиеся на быстрой нерезонансной электронной нелинейности $\chi_{nk}^{(3)}$ (см. Активная лазерная спектроскопия).

Принцип временной нелинейной спектроскопии комбинац. рассеяния (нестационарной КАРС-спектроскопии) поясняет рис. 6(б). Комбинац. резонанс возбуждается двумя короткими лазерными импульсами, разность ср. частот излучения к-рых $\omega_1 - \omega_2$ близка к частоте Ω . Короткий зондирующий импульс E_p с задержкой по отношению к возбуждающим импульсам используется для измерения кинетики затухания нелинейного отклика.

Кубич. нелинейный отклик на монохроматич. поле

$$P^{(3)} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \chi^{(3)}(t_1, t_2, t_3) E(t - t_1) E(t - t_1 - t_2) \times \\ \times E(t - t_1 - t_2 - t_3) dt_1 dt_2 dt_3, \quad (30)$$

где $E = E_1 + E_2 + E_p$.

Измеряемая в частотной нелинейной спектроскопии спектральная компонента кубич. нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}(\omega_a)$ является, очевидно, трёхмерным фурье-образом фигурирующей в (30) нелинейной ф-ции отклика $\chi^{(3)}(t_1, t_2, t_3)$:

$$\chi^{(3)}(\omega_a; \omega_p; \omega_1; -\omega_2) = \frac{1}{4} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \chi^{(3)}(t_1, t_2, t_3) \exp[i(\omega_p t_1 + \\ + \omega_1 t_2 - \omega_2 t_3)] dt_1 dt_2 dt_3. \quad (34)$$

При исследовании однородно уширенного комбинац. резонанса частотная и временная КАРС-спектроскопия

представляет собой альтернативные методы извлечения данных о ширине линии $\Delta\nu = \Gamma/2\lambda$ или о прямо связанном с ней времени поперечной релаксации (дефазировки) $T_2 = (\Delta\nu)^{-1}$. В частотной спектроскопии спектральное разложение тем выше, чем больше отношение $\Delta\nu/\Delta\nu_L$, где $\Delta\nu_L$ — ширина линии используемого лазерного излучения. Аналогичным параметром в нестационарной

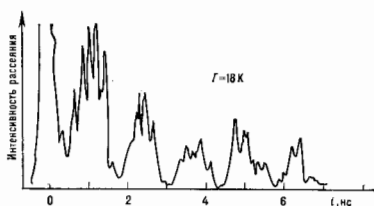


Рис. 7. Экспериментальные данные нестационарной КАРС-спектроскопии кристалла кварца, полученные при длительности импульса τ_{imp} , меньшей периода молекулярных колебаний T_m .

нарной спектроскопии является отношение времени дефазировки T_2 к длительности возбуждающих и зондирующих импульсов τ_z : должно выполняться условие $T_2/\tau_z \gg 1$. Если для возбуждения и зондирования во времени спектроскопии используются фемтосекундные световые импульсы, то (поскольку $\omega_s/\Omega \gg 1$) возможны ситуации, когда длительности пробных импульсов оказываются малыми не только по сравнению с временами релаксации энергии и фазы, но и по сравнению с $T_m = 2\pi/\Omega$ — периодом молекулярных колебаний. В этом случае появляется возможность регистрировать не только огибающую, но и саму форму молекулярных колебаний (рис. 7); нелинейный спектрометр становится стробоскопич. «оптическим осциллографом».

Регистрация нелинейного отклика используется для нелинейнооптической диагностики кристаллит. структуры приповерхностных слоев сильно поглощающих монокристаллов полупроводников и металлов (особенно диагностики с пико- и субпикосекундным временным разрешением). Совр. эксперим. техника позволяет легко регистрировать квадратичные и кубичные по полю эффекты в отраженном от кристалла свете, нелинейные взаимодействия в тонких приповерхностных слоях.

Нелинейное отражение от кристалла кремния (рис. 8) можно использовать для диагностики нарушения кристаллит. структуры, возникающих при ионной имплантации. В основе техники регистрации лежит анизотропия нелинейного отклика (линейный отклик Si — изотропен). Из рис. 8(б) видно, что увеличение дозы имплантации уменьшает анизотропию в угл. распределении интенсивности квадратной 2-й гармоники (дипольная 2-я гармоника в Si запрещена); уменьшение анизотропии удастся непосредственно связать с мерой аморфизации кристалла.

Рис. 8. Нелинейнооптическая диагностика поверхности монокристалла Si: а — интенсивность 2-й гармоники, отраженной от совершенного кристалла в зависимости от угла поворота θ ; б, в — то же в вытравленном Si при разных дозах имплантации $D = 1, 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (б), $2, 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (в).

Сильная анизотропия проявляется и в нелинейном отклике монокристаллов металлов — в Au, Cu, Al; зарегистрирован нелинейный отклик от пленок, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью. Все это стимулирует применение нелинейных оптич. методов к анализу динамики электронной структуры нормальных и сверхпроводящих металлов. Чувствительность нелинейного отклика к тонким деталям зонной структуры полупроводников и металлов делает нелинейнооптич. диагностику эфф. методом изучения не только симметрии потенциала, в к-ром движется электрон, но и деталей кривизны этого движения.

6. Параметрические процессы в параметрические преобразователи

Интенсивная световая волна — волна «накачки» $E_H = \epsilon_H A_0 \exp(i\omega_H t - k_H r)$, распространяющаяся в среде с быстрым нелинейным откликом, модулирует её диэлектрич. проницаемость ϵ по закону бегущей волны. Бегущая волна диэлектрич. проницаемости способна усиливать слабые волны с соответствующим образом подобранными частотами и волновыми векторами — эффект, имеющий ряд общих черт с параметрич. усилением и параметрич. генерацией в системах с сосредоточенными параметрами.

В квадратичной среде диэлектрич. проницаемость

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1 \cos(\omega_H t - k_H r), \quad (32)$$

где ϵ_1 — коэф. модуляции диэлектрич. проницаемости, $\omega_H = \omega_1 + \omega_2$ — частота накачки, равная сумме частот параметрически усиливаемых волн.

Поведение комплексных амплитуд волн, участвующих в таком трёхчастотном (трёхфотонном) параметрич. процессе (без учёта потерь), описывается системой трёх ур-ний [ср. (22)]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{u_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} = -i\beta_{11} A_1 A_2^* e^{i\Delta z}, \quad (33a)$$

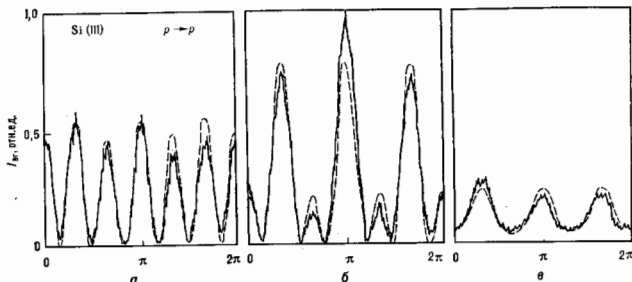
$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{u_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} = -i\beta_{21} A_1 A_2^* e^{i\Delta z}, \quad (33b)$$

$$\frac{\partial A_H}{\partial z} + \frac{1}{u_H} \frac{\partial A_H}{\partial t} = -i\beta_{H1} A_1 A_2 e^{-i\Delta z}. \quad (33в)$$

Если $u_1 = u_2 = u_H$, $\Delta z = 0$ (выполняются условия фазового синхронизма $k_H = k_1 + k_2$) и $A_1, A_2 \ll A_H$ (последнее приближение обычно наз. приближением заданного поля накачки), то решения ур-ний (33a) и (33б)

$$A_1, A_2 \sim \exp g z; \quad g = \sqrt{\beta_{12}^2 |A_H|^2},$$

т. е. волны на частотах ω_1, ω_2 экспоненциально усиливаются. Растройка фазовых скоростей ($\Delta \neq 0$), обусловленная дисперсией среды, снижает инкремент: $g = \sqrt{\beta_{12}^2 |A_H|^2 - \Delta^2}$. Однако увеличением интенсив-



ности накачки в определ. мере можно компенсировать эффекты расфокусировки.

Для немодулиров. волн при $\Delta = 0$, $u_1 = u_2 = u_n$ система (33а) — (33в) допускает точное решение в виде пучка ф-ция. Графики решений представлены на рис. 9; интенсивности нормированы на интенсивность сигнальной волны на частоте ω_1 . Пространственные

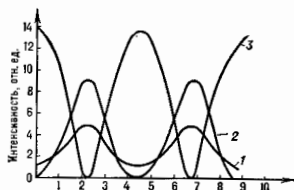


Рис. 9. Динамика изменения интенсивности волн при параметрическом взаимодействии в среде с квадратичной нелинейностью. По оси абсцисс — приведенная длина нелинейной среды; по оси ординат — интенсивности (в относительных единицах) волн сигнала I_1/I_{10} (1), разностной частоты I_2/I_{10} (2) и накачки I_3/I_{10} (3).

бегия трёх волн, изображённые на рис., представляют по существу периодич. последовательность процессов параметрич. усиления в поле мощной волны накачки $\omega_n \rightarrow \omega_1 + \omega_2$ и сложения частот $\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_n$. В кубичной среде диэлектрич. проницаемость изменяется с удвоенной частотой накачки. Коэф. модуляции диэлектрич. проницаемости $\epsilon_1 \sim \chi^{(3)} A_n^2$. Частота накачки связана с частотами усиливаемых волн в этом случае соотношением

$$2\omega_n = \omega_1 + \omega_2 \quad (34a)$$

(четырёхчастотный — четырёхфотонный параметрич. процесс), и накапливающиеся взаимодействия имеют место, если

$$2k_n = k_1 + k_2. \quad (34b)$$

Экспоненциальное усиление волн на частотах ω_1, ω_2 происходит в этом случае с инкрементом $g = \sqrt{|\beta_1 \beta_2 A_n^2|}$, где $\beta_i \sim \chi^{(3)}$.

Трёх- и четырёхчастотные параметрич. взаимодействия играют фундам. роль в Н. о. Трёхчастотное параметрич. усиление лежит в основе принципа действия перестраиваемых параметрических генераторов света: при фиксиров. частоте накачки ω_n частоты усиливаемых волн ω_1 и ω_2 можно перестраивать, изменяя дисперсионные свойства среды.

Параметрич. генератор на основе кристалла ВВО (табл.) плавно перестраивается во всём видимом и ближнем ИК-диапазоне. Четырёхчастотные параметрич. взаимодействия также могут быть положены в основу разработки нелинейноэфф. преобразователей. Вместе с тем здесь следует подчеркнуть обстоятельство более принципиального порядка. В соответствии с (34а) и (34б) частоты взаимодействующих волн могут быть весьма близки: вырожденный режим четырёхчастотного взаимодействия соответствует $\omega_n = \omega_1 = \omega_2$; однако волны могут различаться направлениями распространения, поляризациями. Благодаря этому для них легко реализуются крупномасштабные продольные и поперечные взаимодействия. В результате именно эффективные четырёхчастотные взаимодействия волн с близкими частотами определяют основные черты поведения мощного светового пучка в нелинейной среде — разнообразные неустойчивости, преобразования формы пространственной и временной модуляции и т. п.

7. Нелинейная динамика модулированных световых волн в кубичной среде

В среде с кубичной нелинейностью наиб. интерес представляют эффекты самовоздействия световых пакетов и пучков, обусловленные четырёхволновыми взаимодействиями разл. компонент их частотного и угл. спектров. Разнообразные механизмы нелинейности показателя преломления и возможность эфф. управления пространственными масштабами продольных L_1 и поперечных L_2 взаимодействий (варьируя ширину спектра, интенсивность светового поля, удаётся, в отличие от квадратичных сред, изменить соотношение между нелинейностью и дисперсией) позволяют реализовать в кубичной среде разнообразнейшие эффекты нелинейной волновой динамики. В основе их лежит сравнительно небольшое число фундаментальных нелинейных эффектов. Анализ их проводят в терминах преобразования пространственно-временных обтекающих; при физ. интерпретации используют и спектральные представления.

Самомодуляция, самосжатие и самофокусировка. В среде с вещественным нелинейным показателем преломления волновые пакеты и пучки испытывают фазовую самомодуляцию, к-рая за счёт дисперсии и рефракции сильно изменяет форму временной или пространственной модуляции обтекающей. Для волнового пакета вида

$$E(t, z) = A(t, z) \exp(i\omega_0 t - kz),$$

распространяющегося в среде с нелинейным показателем преломления (17), полное изменение фазы

$$\Phi = kz = \frac{\omega_0}{c} (n_0 + n_2 I) z = k_0 n_0 z + k_0 n_2 I(t) z, \quad (35a)$$

т. е. возникает зависящая от интенсивности добавка к фазе $\Phi_{nl}(t) = -k_0 n_2 I(t) z$, а следовательно, и частотная модуляция

$$\Delta\omega_{nl} = \frac{\partial \Phi_{nl}}{\partial t} = -k_0 n_2 \frac{\partial I}{\partial t} z. \quad (35b)$$

В результате частотный спектр пакета сильно уширяется. При $n_2 > 0$ частота увеличивается от фронта импульса к хвосту. В среде с нормальной дисперсией групповой скорости это приводит, очевидно, к более быстрому распылению пакета, чем в линейной среде. Если дисперсия аномальная, спектральные ВЧ-компоненты, группирующиеся на хвосте импульса, догоняют НЧ-компоненты, располагающиеся на фронте; при этом частотно-модулиров. импульс сжимается — возникает самосжатие, «самофокусировка во времени». Во многом аналогичные явления возникают и при распространении волновых пучков. Рис. 10 иллюстрирует картину распространения волнового пучка в среде с $n_2 > 0$. Колоколообразное распределение обтекающей приводит к фазовой самомодуляции в пространстве; в рассматриваемом случае $n_2 > 0$ она приводит к нелинейной рефракции и са-

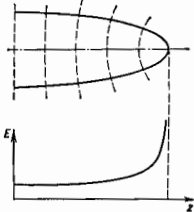


Рис. 10. Изменения профиля светового пучка в кубичной среде с $n_2 > 0$, обусловленные пространственной фазовой самомодуляцией. Штриховые линии — изменившаяся форма фазового фронта. Внизу — нарастание напряженности светового поля на оси пучка.

мофокусировке пучка, т. к. фазовая скорость света в центре пучка $v_{ph} = c/(n_0 + n_2 I)$ меньше, чем на периферии. Следует подчеркнуть, что, в отличие от «линейной» фокусировки света с помощью линзы, самофокусировка носит «ламинарный» характер, характер неустой-

чивости. Действительно, вызванная фазовой самоудушлией поперечная неоднородность поля усиливает величину рефракции и т. д. Самосжатие, самофокусировку можно интерпретировать и на спектральном языке как результат последовательных четырёхволновых взаимодействий, приводящих к «лавиному» уширению частотного или углового спектров.

Оптические солитоны. Чем определяется предельное нелинейное сжатие светового импульса и светового пучка? При самосжатии плоских волновых пакетов, обусловленном продольными взаимодействиями, компрессия сдерживается дисперсионным расщеплением. При этом оказывается возможным устойчивый баланс

Рис. 11. Изменение формы импульсов с расстоянием, пройденным в нелинейной среде: а — при $W < W_{кр}$ — расщепление; б — при $W = W_{кр}$ — оптический солитон; в — при $W > W_{кр}$ — компрессия.



сжатия и расщепления; он достигается при плотности энергии пакета (Дж/см²)

$$W_{кр} = 2 \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} / |k_{\eta} \tau_c| \quad (36)$$

При $W = W_{кр}$ в кубичной среде распространяется стационарный импульс — солитон оптический, огибающая k -рого

$$\rho_c(\eta) = \rho_{с0} \operatorname{sech}(\eta/\tau_c) \quad (37)$$

Такой импульс является стационарным решением нелинейного параболич. ур-ния типа (21)

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + i \frac{1}{2} k_{\eta} |A|^2 A = 0 \quad (38)$$

Изменение формы световых импульсов при разл. соотношениях между W и $W_{кр}$ изображено на рис. 11. Существенным оказывается то, что солитонное решение вида (37) оказывается устойчивым по отношению к малым вариациям W вблизи $W_{кр}$.

Нелинейная рефракция, приводящая к пространственной самофокусировке света, сдерживается дифракцией. Баланс нелинейной рефракции и дифракции достигается при полной мощности трёхмерного пучка

$$P_{кр} = \frac{(1,22\lambda)^2 c}{128 n_2} \quad (39)$$

[ср. с (36)]. Для волнового пакета и двумерного пучка баланс определяется интенсивностью, для трёхмерного — полной мощностью. Однако здесь баланс неустойчив; при $P > P_{кр}$ нелинейная рефракция подавляет дифракцию, пучок продолжает сжиматься. Предельном этого «лавиного» процесса часто становится оптический пробой (см. также *Самофокусировка света*).

Оптическая бистабильность. Эффективность продольных взаимодействий может быть резко усилена за счёт использования обратной связи, оптич. резонатора. Ярким примером такого усиления является возникновение амплитудной оптич. бистабильности в оптич. резонаторе Фабри — Перо, заполненном средой с кубичной нелинейностью. За счёт многократного прохождения через среду сигнал на выходе приобретает значительный нелинейный фазовый набег. При достаточной большой интенсивности на входе интенсивность на выходе испытывает скачки и обнаруживает гистерезис (подробнее см. *Оптическая бистабильность*).

Генерация пространственных структур, оптическая турбулентность. Обусловленные продольными взаимодействиями оптич. бистабильность и соответствующие неустойчивости являются лишь «временными» проекциями широкого класса волновых взаимодействий, про-

исходящих одновременно в пространстве и времени. Принципиальную роль здесь играют поперечные взаимодействия, k -рые в свободном распространяющемся пучке и в традиц. схемах оптич. резонаторов имеют характер диффузии и оказываются мелкомасштабными. Пространственным масштабам и топологией поперечных взаимодействий можно управлять в системах с двумерной обратной связью (рис. 12). В цепь обратной связи

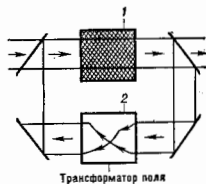


Рис. 12. Оптический резонатор с двумерной обратной связью: 1 — делительная среда; 2 — трансформатор поля.

помещается трансформатор поля, осуществляющий поворот, сжатие, растяжение, благодаря чему удаётся получить $L_1 \sim \sim d$ (d — диаметр пучка). В четырёхзеркальном кольцевом резонаторе оказываются связанными между собой поля в разл. точках поперечного сечения пучка. Если в такой резонатор поместить среду с нелинейным показателем преломления, гистерезис и бистабильность возникают не только во времени, но и в пространстве. Нелинейная динамика поля в резонаторе с двумерной обратной связью описывается ур-нием для нелинейного фазового набег $\varphi(r, t)$:

$$\tau_{пл} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \varphi(r, t) = D \Delta_1 \varphi(r, t) + K(1 + \theta \cos \varphi(r', t)) \quad (40)$$

где $K = \eta k_0 n_2 I_{вх} l$ — «управляющий параметр», l — длина нелинейной среды, η — параметр потерь, θ — видимость интерференц. картины. Поперечные взаимодействия описываются правой частью (40), первый член характеризует мелкомасштабные взаимодействия; крупномасштабным взаимодействиям обязан сдвиг аргумента \cos , $r' \neq r$ (на парабол. ур-ние со сдвинутым аргументом). На рис. 13 приведены фотографии набег. типичных нелинейных структур: вращающихся волн (оптич. ревербераторов); спиральных волн, возникающих при больших значениях параметра K ; случайных

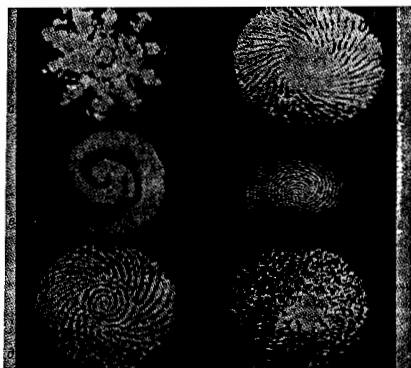


Рис. 13. Нелинейные структуры в резонаторе с двумерной обратной связью: а, б — вращающиеся волны; в, г — спиральные волны (случай в соответствии с меньшим коэффициентом диффузии); д — существование вращающейся и спиральной структур; е — оптическая турбулентность.

велинейных полей — оптич. турбулентности. Т. о., в Н. о. воспроизводится полный набор явлений велинейной волновой динамики, интесивно исследуемых в гидродинамике, физике плазмы; биологии и т. д. (см. также *Волны*).

8. Рассеяние на оптически индуцированных когерентных элементарных возбудениях — вынужденное рассеяние

Важным классом велинейных оптич. эффектов являются процессы вынужденного рассеяния (ВР), в к-рых мощная световая волна индуцирует когерентные элементарные возбудения в среде (оптич. и акустич. фононы, солитоны, температурные волны и т. п.) и когерентно рассеивается на них. Каждому виду спонтанного рассеяния света соответствует вынужденный аналог (см. *Вынужденное рассеяние света, Комбинационная рассеяние света*).

Вынужденное комбинац. рассеяние (ВКР) происходит на когерентно возбуждённых оптич. фононах. Для классич. описания процесса ВКР используем модель велинейно связанных осцилляторов. Обозначим через x нормальную координату колебаний атома в молекуле изотропной среды, а через y — нормальную координату колебаний «оптических» электронов. В линейном приближении колебания атомов и определяющие поляризации среды колебания электронов совершаются независимо друг от друга. При учёте велинейной связи потенц. энергию молекулы можно представить в виде

$$U = \frac{1}{2} Fx^2 + \frac{1}{2} fy^2 + \alpha xy^2, \quad (41)$$

где F и f — «упругости» связей в молекуле. Член αxy^2 описывает взаимодействие электронных и колебательных возмущений в молекуле (электрон-фононные взаимодействия). С учётом этого члена ур-ния движения для x и y приобретают вид [ср. с простой моделью ангармонич. осциллятора (4)]:

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \delta_1 \dot{x} + \Omega^2 x &= -\frac{\alpha}{M} y^2, \\ \ddot{y} + \delta_2 \dot{y} + \omega_0^2 y &= eE - \frac{2\alpha}{m} xy. \end{aligned} \quad (42)$$

Здесь M и m — приведённые массы атомного и электронного осцилляторов, Ω — частота молекулярных колебаний, e — заряд электрона, E — электрич. поле световых волн. Если на систему, описываемую (42), действует биармонич. поле (13) с частотами ω_1 и ω_2 , то при $\omega_1 - \omega_2 \approx \Omega$ будет происходить резонансная раскачка молекулярных колебаний. Этот процесс используется в когерентной антистоксовой спектроскопии (см. раздел 5) [систему (42) можно рассматривать как классич. обоснование феноменологич. ур-ния (27)]. Теперь, однако, гл. акцент делается на обусловленном комбинац. резонансом энергообмене волн с частотами ω_1 и ω_2 . Энергия ВЧ-волны накачки $\omega_1 \equiv \omega_N$ передается низкочастотной, стоксовой $\omega_2 \equiv \omega_C$ волне; при достаточно большой интенсивности накачки I_N стоксова волна нарастает экспоненциально — возникает вынужденное комбинац. рассеяние

$$I_C = I_{\infty} \exp g I_N n, \quad (43)$$

где z — длина нелинейной среды, g — удельный коэф. усиления:

$$g \sim Na^2/n_N n_C \quad (44)$$

(N — число молекул в единице объёма, n_N и n_C — показатели преломления среды на частотах накачки и стоксовой компоненты). Типичное значение g для наиб. важных комбинационно-активных сред (жидкий водород, жидкий азот, кристалл кальцита и др.) составляет $10^{-2} - 10^{-3}$ см/Вт.

Вынужденное рассеяние используется для управления параметрами лазерного излучения: преобразования частоты, длительности, когерентности. Напр., *комбинационные лазеры* на сжатом водороде и жидком азоте осуществляют ВКР-преобразование лазерного излучения с квантовой эффективностью до 90%. При ВР возможна афф. компрессия лазерных импульсов с одноврем. повышением их пиковой мощности. Практически таким способом удаётся сжимать импульсы в 10–20 раз.

Процесс ВР используется для *обращения волнового фронта*. При ВКР энергия частично когерентного лазерного излучения преобразуется в энергию полностью когерентного светового пучка на сменяющей (стоксовой) частоте (ВКР-коррекция волнового фронта). Такая коррекция позволяет значительно ($\sim 10^2$ раз) уменьшить угл. расходимость излучения. При этом квантовая эффективность преобразования составляет обычно 30–50%, а иногда и 80–90%.

9. Статистическая нелинейная оптика. Классические и квантовые сжатые состояния световых полей

Нелинейные преобразования корней образом изменяют статистику поля. Это хорошо известно в статистич. радиотехнике и в полной мере проявляется в оптике. Статистич. свойства сформированного в установившемся режиме лазерного излучения радикально отличаются от свойств гауссовского теплового излучения. С существ. изменением статистики приходится сталкиваться при генерации оптич. гармоник и комбинац. частот, в разнообразных самовоздейств. Многие на перечисленных эффектах имеют по существу классич. природу, квантовый характер света в них не проявляется. Тем больший интерес представляет формирование с помощью нелинейных преобразований новых квантовых состояний светового поля, новых макроскопич. квантовых состояний. Наиб. яркий пример — генерация т. н. сжатых состояний поля, возникающая при параметрич. взаимодействиях. В 60-х гг. они были исследованы для классич. полей, в 80-х гг. выяснено, что они могут реализовываться и для квантовых полей. При этом возникают нетривиальные возможности управления квантовыми флуктуациями светового поля.

Классические сжатые состояния. Рассмотрим преобразование классич. шумового поля вырожденным оптич. параметрич. усилителем ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_N/2$). В приближении заданного поля монохроматич. накачки и $\Delta = 0$ поведение фазы сигнала волны $\varphi = \arg A_C$ подчиняется ур-нию

$$\frac{\partial \varphi(t, z)}{\partial z} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \varphi(t, z)}{\partial t} + \beta \rho_N \sin 2\varphi = 0, \quad (45)$$

фаза волны накачки φ_N принята равной $\pi/2$ [(45) можно получить из (33), полагая $A_1 = A_2 = A_C = \rho_C e^{i\varphi}$]. Согласно (45):

$$\varphi(t, z) = \text{arctg} \{ \exp(-2\beta \rho_N z) \cdot \text{tg} \varphi_0(t - z/\alpha) \}$$

[$\varphi_0(t)$ — значение фазы на входе нелинейной среды], из чего следует, что на достаточно больших длинах z возможны два устойчивых состояния фазы, равных 0 и π . Если сигнальная волна представляет собой стационарный гауссов шум, то на входе параметрического усилителя $\varphi(\varphi) = 1/2\pi$; $-\pi \leq \varphi \leq \pi$. По мере параметрич. усиления ф-ция распределения фазы трансформируется (рис. 14а; кривые 1 и 2). Максимумы плотности вероятности фазы формируются вблизи устойчивых значений (0 и $\pm\pi$). Дисперсия флуктуаций уменьшается — формируются классич. сжатые состояния поля.

Формирование сжатых состояний можно рассмотреть и в терминах поведения квадратурных компонент $x(t, z)$ и $y(t, z)$ сигнала:

$$x = (A_C + A_C^*)/2, \quad y = (A_C - A_C^*)/2i. \quad (46)$$

Тогда в соответствии с (33) эволюция квадратур x , y даётся соотношениями

$$x(t, z) = x_0(t - z/u) \exp(\beta \rho_{II} z),$$

$$y(t, z) = y_0(t - z/u) \exp(-\beta \rho_{II} z).$$

т. е. усиливается синфазная квадратура x , а противофазная y — подавляется. Для стационарного гауссова шума с дисперсией σ^2 дисперсии квадратур изменяются как

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \sigma^2 \exp(2\beta \rho_{II} z), \quad \langle \Delta y^2 \rangle = \sigma^2 \exp(-2\beta \rho_{II} z),$$

т. е. флуктуации квадратурных компонент при параметрич. усилении сигнала становятся неодинаковыми (рис. 14, б).

Аналогично ведут себя при параметрич. усилении квантовые вакуумные флуктуации в поле итениввой классич. накачки. В квантовом скжатом состоянии вакуумные флуктуации одной из квадратурных компонент оказываются подавленными, а флуктуации другой увеличиваются. Естественно, при этом должно удовлет-

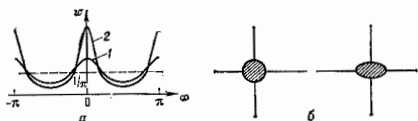


Рис. 14. Классический шумовой сигнал при параметрическом усилении: а — плотность вероятности распределения фазы обычного стационарного шума (штриховая линия) и шума при скжатом состоянии (кривые 1 и 2, для 2 коэф. усиления больше); б — области флуктуаций на фазовой плоскости обычного (слева) и скжатого (справа) шума.

воряться соотношение неопределённостей. Если при измерении система реагирует лишь на одну квадратуру, шум фотодетектирования оказывается ниже уровня *дробового шума*. Подробнее см. *Сжатое состояние*.

10. Нелинейный отклик в физике воздействия лазерного излучения на вещество

Нелинейный отклик среды играет важную, а часто и решающую роль в механизмах лазерного возбуждения и релаксации сильнонеравновесных состояний в атомах, молекулах и конденсиров. средах. Первой яркой демонстрацией этого стало открытие и практич. использование селективного многофотонного возбуждения и многофотонной диссоциации молекул в сильном лазерном ИК-поле. Оказалось, что молекула может быть сильно возбуждена и затем диссоциирована при резонансном поглощении десятков фотонов из лазерного ИК-импульса интенсивностью ~ 10 МВт/см² и плотностью энергии \sim веск. Дж/см² (см. *Инфракрасная многофотонная диссоциация*). Этот процесс сильно влияет на хим. реакции; будучи селективной по частоте, многофотонная диссоциация в ИК-поле может быть использована для лазерного *изотопов разделения*.

Др. важный пример — своеобразные нелинейные самовоздействия волн на поверхности металлов и полупроводников, приводящие к возникновению периодич. поверхностных структур (рис. 15). Возникают они самопроизвольно, когда интенсивность лазерного излучения оказывается достаточно высокой; это связано с пространственно неоднородным нагревом поверхности. Необходимое для этого неоднородное поле является результатом интерференции падающей лазерной волны с полем поверхностной волны. При этом важную роль играет появляющаяся обратная связь, когда образовавшиеся периодич. структуры существенно влияют на условия рассеяния лазерного излучения в дифракц. волны — возникает явления, имеющие много общего с вынужденным рассеянием. В разл. условиях могут возникать неустойчивости *поверхност-*

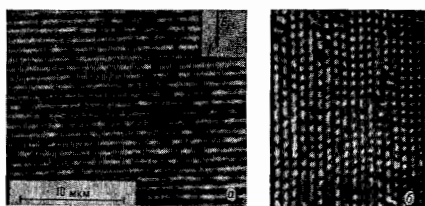


Рис. 15. Характерные периодические структуры, наводимые лазерным излучением на поверхности твёрдых тел: а — одномерная решётка на поверхности Ge, наводимая излучением неодомового лазера; б — двумерная решётка, возникающая на поверхности при увеличении интенсивности лазера.

ных акустических волн, капиллярных волн в расплавах и жидких металлах и интерференц. неустойчивости испарения поверхности. Создаваемый лазерным излучением рельеф может кардинально менять поглощат. и отражат. свойства поверхности: подавлять зеркальное отражение эл.-магн. волн, приводить к резкому возрастанию (до 100%) энерговода лазерного излучения в среду и т. п.

11. Быстрое управление фазой и генерация фемтосекундных лазерных импульсов

Нелинейные оптич. методы быстрого управления фазой и техника компрессии сверхкоротких импульсов (техника фокусировки во времени) сыграли важную роль в получении предельно коротких, фемтосекундных (длительностью $\sim 10^{-15}$ с) световых импульсов. В основе методов лежит явление фазовой самомодуляции, приводящее к уширению спектра импульсов [см. фл.м (35а) и (35б)]. Для компрессии таких импульсов в случае $n_2 > 0$ необходима среда с аномальной дисперсией групповой скорости: макс. коэф. сжатия импульса [см. (35б)]

$$S_{\text{макс}} = \tau_0 / \tau_{\text{мин}} \approx \left| \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \right| n_2 I_0 L,$$

где $\tau_{\text{мин}}$ — мин. длительность импульса при компрессии. В качестве сред с аномальной дисперсией могут быть использованы пары металлов (в области частот вблизи одnofотонного резонанса), устройства, состоящие из двух дифракц. решёток, нек-рые типы интерферометров. Оптимальной нелинейной средой для получения фазовой самомодуляции оказываются одномерные волоконные световоды. Малость нелинейности (для кварцевого волокна $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-13}$ см²/кВт) с избытком компенсируется возможностью поддержания устойчивого поперечного профиля пучка диам. 5—10 мкм на расстояниях порядка длины поглощения $l_p \approx \delta^{-1}$ (в видимом диапазоне $l_p = 10^4-10^6$ см). Оптич. компрессор, состоящий из волновода с нормальной дисперсией и двух дифракц. решёток, позволяет получить $S \approx 10^2$. Существ. сжатия могут быть получены и при генерации оптич. солитонов.

12. Обработка информации и оптические компьютеры

Быстро развивающаяся область приложения методов Н. о. — разработка новых систем *оптической обработки информации*, создание оптич. цифровых и аналоговых процессоров.

В основу создания быстродействующих двоичных оптич. триггеров для цифрового оптич. процессора может быть положена амплитудная оптич. бистабильность. С практич. точки зрения наиб. впечатлительный прогресс в технологии амплитудных оптич. триггеров на полупроводниковых микрорезонаторах. На рис. 16 показана ячейка бистабильных оптич. микрорезонаторов на GaAs — AlAs-сверхрешётках. Логич. устрой-



Рис. 16. Члены оптических бистабильных микрорезонаторов GaAs — элемент процессора полностью оптического компьютера. Характерный размер ~ 2 мкм.

ство «включ» на таких микрорезонаторах переключается с помощью светового импульса с энергией $W_{\text{п}} \approx 2 \cdot 10^{-11}$ Дж. Характерное время переключения составляет $\tau_{\text{п}} \approx 10^{-10}$ с. При дальнейшем совершенствовании технологии можно ожидать значений $W_{\text{п}} \approx 2 \cdot 10^{-18}$ Дж (величина, в 30 раз превышающая флуантуп, предел) и $\tau_{\text{п}} \approx 5 \cdot 10^{-14}$ с. Перспективы использования методов Н. о. и лазерной физики в технике оптич. компьютеров не исчерпываются амплитудными триггерами. Совр. Н. о. позволяет создавать быстрдействующие амплитудные, фазовые и поляризац. оптич. триггеры, оперирующие не только с дискретными сигналами, но и с волновыми структурами. Перспективно использование методов Н. о. для создания нейронно-сетевых компьютеров, предназначенных для решения нергулярных задач, распознавания образов, моделирования интеллекта. Здесь можно использовать системы обращения волнового фронта, матрицы нелинейных переключающих элементов в совокупности с голографич. преобразователями и анализаторами световых полей. Др. возможностью оптич. моделирования системы нейронно-сетевых элементов являются связи между собой, являющиеся развитием идеи двумерной обратной связи в кольцевом нелинейном резонаторе (рис. 12, 13). В таком резонаторе на смену обычной амплитудной оптич. бистабильности приходят новые нелинейные волновые явления, сопровождающиеся возникновением разнообразных пространственных структур, к-рые могут быть использованы в аналоговых процессорах, системах ассоциативной памяти (см. *Оптические компьютеры*).

Использование методов Н. о. расширяет возможности молекулярной электроники. Большие органич. молекулы обладают сильным кубич. откликом; особый интерес, с этой точки зрения, представляет отклик сильнодемокализов. электронов (рис. 5). Реакого доволнит. увеличения кубич. восприимчивости $\chi^{(3)}$ (в 10^4 — 10^6 раз) можно добиться, переводя молекулу в возбужденное электронное состояние. Это обстоятельство можно использовать для записи и считывания информации. Комбинирование методов Н. о. с методами молекулярной электроники может открыть совершенно неожиданные перспективы в разработке компьютеров новых поколений.

Лит.: Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Влобергерн Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; Кляшук Д. К., Фотоника и нелинейная оптика, М., 1980; Ахманов С. А., Коростев Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Райнхартс Дж., Нелинейные оптические параметрические процессы в жидкостях и газах, пер. с англ., М., 1987; Летохов В. С., Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах, М., 1983; Зеландо-

вич В. Я., Филиппенко Н. Ф., Шкунов В. В., Обращение волнового фронта, М., 1985; Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988; Шен И. Р., Принципы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1980; Летохов В. С., Чеботарев В. П., Нелинейная лазерная спектроскопия, М., 1989; Гиббс Х., Оптическая бистабильность, управление светом с помощью света, пер. с англ., М., 1984; Новые физические принципы оптической обработки информации, под ред. С. А. Ахманова и М. А. Воронцова, М., 1990. С. А. Ахманов.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ (НОА) — поляризац. самовоздействие света большой интенсивности в среде, состоящее в простейшем случае в нелинейном (зависящем от интенсивности оптич. излучения) повороте плоскости поляризации линейно поляризов. света. НОА — нелинейный аналог явления естеств. оптической активности. Количеств. характеристика НОА — угол поворота плоскости поляризации света ϕ , к-рый для данного вещества, как правило, пропорционален интенсивности света I и длине пути света в нелинейной среде L : $\phi = C_{\text{НОА}} I L$ ($C_{\text{НОА}}$ — уд. константа НОА, характеристика для данного вещества). Интенсивное световое (лазерное) поле может как изменить естеств. оптич. активность, так и индуцировать оптич. активность в негиротропных средах.

НОА может быть связана с лазерным нагревом оптически активной среды (тепловая НОА), с упорядочением ориентаций киральных (лево- и правосимметричных) молекул в растворах под действием электрич. поля световой волны, с обратной и необратимой деструкцией киральных структур в поле лазерного излучения. Особенный интерес для спектроскопии представляет исследование НОА, обусловленной электронными механизмами нелинейности, а именно неколлапсующей нелинейной откликом среды (НОА-I) и анизотропией нелинейного поглощения (НОА-II).

Микроскопич. модель НОА-I может быть построена на основе молекулярной модели Куна, по к-рой киральная молекула представляется в виде уругосвязанных ортогональных классич. нелинейных осцилляторов, разнесенных на конечное расстояние d . Гиротропная ансамбль таких молекул зависит от интенсивности света, причём угол ϕ пропорционален параметрам нелинейности осцилляторов и расстоянию d между ними. В реальных средах в качестве d могут быть характерный размер молекулы, параметр кристаллич. решётки, борковский радиус экситона, шаг коллоидч. или белковой спирали в растворах макромолекул.

НОА-II возникает в кристаллах, имеющих ось симметрии четвёртого порядка (в частности, в кубич. кристаллах), и является следствием поляризац. зависимости нелинейного поглощения.

НОА зависит от частоты и достигает макс. значений (резонанс) вблизи линейной и нелинейной полос поглощения. В резонансной области частот (длин волн λ) оказывается существенным круговой дихроизм, зависящий от интенсивности света и приводящий к самоиндуциров. эллиптичности первоначально линейно поляризов. волны. Значения уд. константы НОА, обусловленной электронными механизмами нелинейности, изменяются в большом диапазоне, напр. для LiIO_3 $C_{\text{НОА}} \sim 10^{-11}$ град-см-Вт $^{-1}$ ($\lambda \sim 0,5$ мкм), для GaAs $C_{\text{НОА}} \sim 10^{-6}$ град-см-Вт $^{-1}$ ($\lambda \sim 0,9$ мкм).

Метод спектроскопии, развитый на основе эффекта НОА, даёт уникальную информацию о частотной дисперсии нелинейных оптич. восприимчивостей; о симметрии, о зонной структуре кристаллов, о свободных экситонах.

Лит.: Ахманов С. А., Жариков В. И., О нелинейной оптике гиротропных сред, сб. письма в ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 644; Келих С., Молекулярная нелинейная оптика, пер. с польск., М., 1981; Железудев Н. И., Петрико А. Д., Физические механизмы нелинейной оптической активности в кристаллах, Кристаллография, 1984, т. 29, с. 1045.

Н. И. Железудев.

НЕЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ среды (возлежание объёмного дипольного электрич. момента), зависящая нелинейно от напряжённо-

сти мощного электричества. поля E эл.-магн. (в частности, световой) волны. Описывается вектором нелинейной поляризации $P_{nl} = P - P_{lin}$. Такая зависимость проявляется при облучении среды интенсивными световыми (лазерными) пучками, в k -рых напряженность электрич. поля сравнима с внутриатомными и внутримолекулярными полями. Н. п. является одним из видов нелинейного отклика вещества на действие эл.-магн. полей и может быть обусловлена разл. физ. механизмами: апармонизмом движения связанных электронов в веществе; ориентацией в сильном электрич. поле молекул, обладающих анизотропией *полярizац. способности*; локальным изменением плотности среды за счёт *электрострикции*; перераспределением частиц по энергетич. уровням при поглощении эл.-магн. излучения и т. д. Вид зависимости Н. п. от амплитуды электрич. поля световой волны в общем случае определяется конкретным механизмом нелинейности, величиной напряженности поля E и характером её изменения во времени. Часто Н. п. представляют в виде разложения по степеням напряженности E электрич. поля; в качестве коэф. ряда при этом выступают тензоры нелинейных восприимчивостей.

Нелинейной поляризацей объясняют возникновение таких эффектов, как генерация гармоник, смещение частот, самовоздействие и кроссвоздействие в эл.-магн. волн, *вынужденное рассеяние света*, нелинейное поглощение, эл.-опт. и магн.-опт. эффекты и т. д. (подробнее см. *Нелинейные восприимчивости и Нелинейная оптика*).

К. В. Драбович

НЕЛИНЕЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — совокупность методов оптич. спектроскопии, базирующихся на применении эффектов *нелинейной оптики*. Методами Н. с. исследуют нелинейные оптич. восприимчивости — их частотную дисперсию, симметричные свойства, изменения во времени и т. п., а также изменения линейных оптич. характеристик вещества (показателя преломления, коэф. поглощения, анизотропии и оптич. активности), вызванные нелинейным взаимодействием мощного оптич. (лазерного) излучения с исследуемым веществом. Н. с. относится к *лазерной спектроскопии*, т. к. для реализации всех методов Н. с. используются лазерное излучение одной или неск. длин волн. Одной из разновидностей Н. с. является *активная лазерная спектроскопия*. Первые работы по Н. с. появились в 1964—66, широкое развитие она получила после создания плавно перестраиваемых по частоте лазеров, а также лазеров со стабилизиров. узкими линиями генерации, лазеров, испускающих сверхкороткие световые импульсы с длительностью в пико- и фемтосекундном диапазонах, и др.

Исследования частотной и пространственной дисперсий нелинейных оптич. свойств — источник принципиально новой, ранее недоступной экзперим. исследованию информации о веществе. В Н. с. изучают также спектральные характеристики вещества, к-рые можно изучать и методами обычной линейной спектроскопии (положение и форму *контура спектральных линий*, сечения взаимодействий, поляризац. характеристики оптич. резонансов и т. п.), однако методы Н. с. часто обладают более высокой точностью, значительно более высоким отношением сигнала к шуму, большими спектральным, временным и пространственным разрешениями.

Спектроскопия насыщения. В этом методе монохроматич. лазерное излучение (излучение накачки) насыщает резонансную неоднородно уширенную спектральную линию поглощения (или излучения), а гораздо более слабый лазерный пучок, расширяющийся коллинеарно (сонаправленно либо навстречу) пучку накачки, зондирует индуциров. изменения в спектральном контуре линий (рис. 1). Мощное заколодосное лазерное излучение накачки вызывает перераспределение населённости уровней энергии системы. Наб. возмущению подвергается распределение населён-

стей уровнях энергии частиц, одна из резонансных частот ω_0 совпадает с частотой излучения накачки ω_0 . Неоднородно уширенная линия поглощения (испускания) квантовой системы влияния ω_0 насыщается. Если одновременно или с небольшой задержкой во времени зондирует систему менее интенсивным излучением (пробной волной) с перестраиваемой частотой ω ,



то в спектральном контуре поглощения (испускания) этой волны образуется «провал» на частоте ω_0 . Длительность существования провала определяется временем жизни частиц на возбужденном уровне. Перестройкой частоты пробного пучка удается измерить естествен. форму линии перехода, совпадающую с формой провала в «насыщенном» спектре поглощения (испускания) и обычно скрытую неоднородным (в газе — доплеровским) уширением. Этим методом можно также определить времена релаксации двухуровневой системы. Т. о., Н. с. позволяет измерять параметры одиночного оптич. резонанса, не поддающиеся измерению методами линейной спектроскопии. Циркулярно поляризованная волна накачки может индуцировать в среде *гиротропизм* для пробной световой волны.

Спектроскопия выжигания провалов применяется к спектроскопии насыщения. Она основана на селективном возбуждении монохроматич. лазерным излучением однородной группы атомов (молекул) примеси в охлаждаемой твердотельной матрице, к-рое сопровождается фотохим. или иным превращением возбужденных частиц, кардинально изменяющим их спектры поглощения (испускания). В результате в неоднородно уширенном спектральном контуре поглощения (испускания) примесных частиц образуется узкий провал, к-рый обнаруживается при сканировании частоты слабоинтенсивного зондирующего излучения по полюсе поглощения (либо при изучении спектрального состава люминесценции) примесных частиц. Форма спектральной линии и ширина «выжженного» провала определяются однородной формой и шириной линии поглощения (испускания) отд. частицы. Время жизни спектрального провала может длиться от неск. микросекунд до многих часов, суток и быть ещё более продолжительным в зависимости от природы фотопроявления, испытываемого примесной частицей, и темп-ры образца. В предельном случае необратимого фотопроявления и полного исключения миграции невозбужденных частиц по матрице за счёт глубокого охлаждения образца спектральный провал может существовать неограниченно долго.

Т. о., метод позволяет исследовать тонкую структуру оптич. спектров примесных частиц, находящихся в неоднородном кристаллич. поле матрицы, и в обычных условиях скрытую под широким неоднородно уширенным контуром, и, следовательно, получать спектроскопич. информацию, недоступную линейным методом.

Спектроскопия двух- и многофотонного поглощения. В этом методе исследуемая пара уровней квантовой системы (атома, молекулы) возбуждается перекрывающимися сонраврленными (или встречными) двумя или неск. лазерными пучками, причём сумма частот возбуждения ($\omega_1 + \omega_2$ или $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3$) должна совпадать с частотой перехода $1-2$. Происходит одноврем. поглощение двух (или неск.) фотонов из лазерных пучков, сопровождаемое квантовым переходом $1-2$ (рис. 2). О возбуж-

дении системы судят либо по уменьшению интенсивности одного (обоих, неск.) пучка накачки на выходе из исследуемой среды, либо по вторичным эффектам: люминесценции возбуждённых атомов, локальному нагреву среды в области взаимодействия пучков за счёт безызлучательного перехода энергии электронного возбуждения атома в колебат. и поступат. энергию, генерации акустич. колебаний при поглощении модуляров. излучения, изменению транспортного сечения атомов при возбуждении и т. п. При воздействии на газ из исследуемых частиц двух



Рис. 2. Спентроскопия двухфотонного поглощения. Кванты излучения с частотами ω_1 и ω_2 поглощаются одновременно.

встречных световых волн одинаковой частоты доплеровское уширение двухфотонного перехода полностью подавляется: доплеровские смещения частот поглощаемых атомом одинаковых фотонов, движущихся в противоположных направлениях, компенсируются; форма линии двухфотонного поглощения при сканировании частоты встречных волн совпадает с формой однородно уширенной линии одиночного атома; этот метод наз. бездоплеровской двухфотонной спектроскопией. Спентроскопия двухфотонного поглощения позволяет изучать разл. поляризац. эффекты, определяемые состоянием поляризации взаимодействующих волн и свойствами симметрии многофотонного перехода (см. *Многофотонное поглощение*).

Спентроскопия двойного резонанса реализуется при резонансном взаимодействии двух достаточно интенсивных монохроматич. световых полей с одной и той же квантовой системой (атомом, молекулой и т. п.; рис. 3). Резонансное лазерное излучение с частотой ω_1 изменяет распределение населённости энергетич. состояний поглощающей системы, а лазерное излучение с частотой ω_2 вызывает переходы между возбуждёнными (равне не заселёнными) состояниями кван-

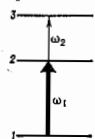


Рис. 3. Спентроскопия двойного резонанса. Сильное поле с частотой ω_1 возбуждает квантовую систему (переход 1—2), а слабое поле с частотой ω_2 регистрирует наличие резонансного поглощения на частоте перехода 2—3.

товой системы. При этом спектры поглощения из возбуждённого состояния оказываются свободными от доплеровского уширения. Возможна также Н. с. тройного и более высокой кратности резонанса. В отличие от спектроскопии двух- или многофотонного поглощения, в спектроскопии двойного резонанса происходит реальное заселение промежуточных энергетич. состояний исследуемой квантовой системы, так что возбуждение промежуточных уровней и их зондирование могут быть равнены во времени. В зависимости от того, в каком диапазоне длин волн лежат ω_1 и ω_2 , наблюдаются двойные резонансы: в видимом диапазоне (ω_1 и ω_2 — в видимом диапазоне), ИК — видимый, УФ — видимый, ИК — ИК, ИК — СВЧ, ИК — УФ и т. п. Переходы из возбуждённых состояний в более высоколежащие можно зондировать не только по поглощению, но и изучать по вторичным эффектам: люминесценции из высоко возбуждённого состояния (уровень 3 на рис. 3); доплер. локальному нагреву среды, вызываемому поглощением фотонов с частотами ω_1 , ω_2 и последующей безызлучательной передачей энергии возбуждения в поступат. кинетич. энергию частиц; генерации акустич. колебаний при поглощении модуляров. световых волн и т. п. Возможна также регистрация спектров по схеме когерентной активной спектроскопии из возбуждённых состояний и по др. схемам четырёхволнового смешения (см. ниже).

Когерентная нелинейная спектроскопия нестационарных процессов включает спектроскопию *оптической нутации*, спектроскопию *затухания свободной поляризации* и оптич. эхо-спектроскопию. Эти виды Н. с. — аналоги нестационарных вариантов спектроскопии ядерного магн. резонанса. С их помощью получают информацию об удивительных оптич. резонансах в обычных спектрах, либо скрытую неоднородным уширением спектральных линий, либо вовсе не проявляющуюся в линейных спектрах (рис. 4). Когерентные переходные процессы возникают при ступенчатом изменении

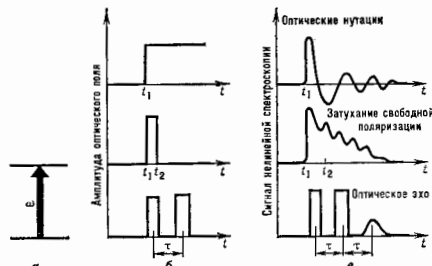


Рис. 4. Схемы когерентной нелинейной спектроскопии нестационарных процессов: а — двухуровневая система, с которой нестационарно взаимодействует резонансное оптическое поле; б — зависимости от времени амплитуды оптического поля в трёх различных схемах нелинейной когерентной спектроскопии: вверху — ступенчатое включение резонансного взаимодействия в момент времени t_1 ; средняя диаграмма — импульсное резонансное воздействие оптического поля на двухуровневую систему (t_1 , t_2 — моменты начала и конца оптического импульса); внизу — резонансное воздействие оптического поля на двухуровневую систему в виде двух последовательных коротких импульсов, разделённых интервалом τ ; в — временные диаграммы сигналов нелинейной спектроскопии, соответствующих амплитудам оптического поля на рис. б: вверху — сигнал оптических нутаций в амплитуде резонансной оптической волны, прошедшей сквозь образец; средняя кривая — сигнал затухания свободной поляризации излучения, прошедшего через образец; внизу — сигнал оптического эхо в виде импульса излучения спустя время τ после воздействия второго импульса.

(включения, выключения) резонансного взаимодействия между оптич. излучением и исследуемой квантовой системой. Часто удобнее осуществлять быстрые «штарковское переключение» частоты перехода в атоме (молекуле) т. о., чтобы она вступила в резонанс с частотой оптич. поля. Изменение частоты перехода происходит в результате *Штарка эффекта*, возникающего при наложении ступенчатого электрич. поля, напряжённость которого перпендикулярна лазерному лучу; величина напряжённости поля выбирается такой, чтобы вызванный им штарковский сдвиг атомного (молекулярного) уровня компенсировал расстройку между частотами лазерного излучения и исследуемого перехода.

Оптич. нутации — затухающие осцилляции интенсивности излучения на выходе из исследуемой среды — возникают сразу после включения (выключения) резонансного взаимодействия волны с частицами среды. Для всех частиц, вступивших в резонанс с возбуждающим излучением, возникают синфазные колебания населённости возбуждённого уровня энергии, что и определяет осцилляции интенсивности излучения. Время затухания оптич. нутаций определяется временем жизни возбуждённого уровня энергии, а период нутаций — обратной величиной частоты Раби Ω_R (в точном резонансе $\Omega_R = d_{12} E/\hbar$, где d_{12} — дипольный момент перехода 1 — 2, E — амплитуда электрич. поля резонансной эл.-магн. волны). Спентроскопия оптич. нутаций по-

звляет измерять время жизни возбуждённого уровня и дипольный момент перехода.

Затухание свободной поляризации наблюдается в виде излучения, испускаемого атомами (молекулами) среды после их возбуждения коротким импульсом резонансного излучения. Оптический импульс наводит в ансамбле частиц макроскопич. поляризацию (суммарный дипольный момент всех возбуждённых светом частиц), благодаря чему и после окончания импульса возбуждённые частицы продолжают испускать излучение частоты, резонансной частоте перехода. Вследствие дефазировки колебаний отд. диполей (в газе — вследствие поступат. движения частиц, т. е. доплеровской дефазировки) происходит затухание макроскопич. поляризации. Этот эффект наблюдается и при любом ступенчатом переключении резонансного оптич. излучения (обычно он происходит одновременно с оптич. втуациями в течение первого периода втуаций) и используется в спектроскопии высокого разрешения.

Простейший вариант оптич. эхо-спектроскопии (спектроскопия на основе светового эха) реализуется при наблюдении зависимости амплитуды сигнала светового эха от времени задержки эл.-магн. излучения, резонансно взаимодействующего с ансамблем частиц среды. Сигнал светового эха появляется после 2-го импульса через время, равное задержке 2-го импульса относительно 1-го. Оптич. эхо есть, по существу, повторное возникновение эффекта затухания свободной поляризации, к-рое сопровождается 1-й импульс. 2-й импульс нужен для того, чтобы восстановить одинаковую фазу возбуждённых 1-м импульсом атомных диполей, потерянную к моменту прихода 2-го импульса вследствие процессов релаксации. Для регистрации оптич. эха площадь 1-го импульса (интеграл от амплитуды напряжённости оптич. поля по всей длительности импульса, умноженный на дипольный момент перехода d_{12}) должна быть равна $\pi/2$, второго — π . Спектроскопия светового эха — один из наиб. мощных инструментов изучения столкновительных релакс. процессов в газах. Время затухания сигнала светового эха равно эфф. времени жизни возбуждённого уровня, определяемого атомами (молекулярными) столкновениями и спонтанным излучением. Методами спектроскопии светового эха измеряют также сверхтонкую структуру возбуждённых состояний.

Помимо описанного метода двухимпульсного эха находят применение спектроскопия вынужденного (трёхимпульсного) эха и спектроскопия дуга эха типа Карра — Парселла.

Когерентная спектроскопия комбинационного рассеяния (стаационарная и нестационарная; см. *Активная лазерная спектроскопия*) позволяет измерять времена релаксации, изучать процессы внутри- и межатомного переноса энергии возбуждения для трёх- и более уровней систем (рис. 5).

Спектроскопия трёх- и четырёхволнового смешения — один из наиб. распространённых методов Н. с. — представляет собой варианты когерентной активной лазерной спектроскопии поглощения и (или) рассеяния света. В этих методах регистрируется частотная зависимость интенсивности (поляризации, фазы) световой волны, генерируемой в исследуемой среде за счёт трёх- или четырёхволнового смешения (с участием *наибольшей восприимчивости* 2-го и 3-го порядков соответственно), т. е. за счёт величайших оптич. процессов, при к-рых

$$\omega_c = \omega_1 \pm \omega_2 \quad (1)$$

или

$$\omega_c = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3, \quad (2)$$

где ω_c — частота регистрируемой волны сигнала, $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ — частоты лазерных волн накачки, вводимых в исследуемую среду квант.

Частотная зависимость исследуемого параметра волны сигнала смешения испытывает резонансное измене-

ние, когда частота одной или неск. волн накачки либо к.-л. их линейная комбинация ($\omega_1 \pm \omega_2$; $\omega_1 \pm \omega_3$; $\omega_2 \pm \omega_3$ и т. п.) совпадает с частотой соответствующего разрешённого правилами отбора перехода в исследуемой системе. Для получения сигнала достаточно большой интенсивности используют явление синхронной генерации сигнала смешения, когда одновременно с условиями (1) или (2) выполняются условия фазового синхронизма для волновых векторов k_c, k_1, k_2, k_3 взаимодействующих волн:

$$k_c = k_1 \pm k_2 \quad (3)$$

либо

$$k_c = k_1 \pm k_2 \pm k_3, \quad (4)$$

В centrosимметричных средах, обладающих макроскопич. центром инверсии (газы, жидкости и плазма в отсутствие внеш. воздействий, стёкла, аморфные твёрдые тела, кристаллы опред. классов), квадратичные процессы при трёхволновом смешении запрещены. Поэтому наиб. универсальна спектроскопия четырёхволнового смешения. Она обладает высоким спектральным разрешением, определяемым только шир-

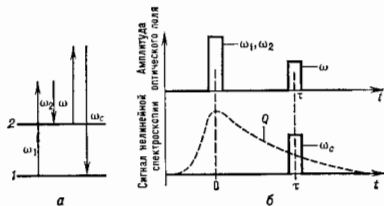


Рис. 5. Когерентная активная спектроскопия комбинационного рассеяния: а — квантовые переходы; б — временной ход процесса нестационарной когерентной спектроскопии комбинационного рассеяния. Сигнал с частотой $\omega_c = \omega_1 + (\omega_2 - \omega_3)$ регистрируется спустя время задержки τ (перемежное) после воздействия двух импульсов лазерной накачки (частоты ω_1, ω_2) (внизу пунктиром показан временной ход амплитуды Q когерентных молекулярных колебаний, возбуждённых импульсами накачки).

нами спектральных линий с частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_3$. Т. к. эти ширины могут быть сделаны предельно малыми, спектральная разрешающая способность G приборов, используемых в этом методе (типичные значения $G = \omega/\Delta\omega \sim 10^8 - 10^{11}$), на несколько порядков выше, чем для традиц. *спектральных приборов* или фурье-спектрометров (для них $G \sim 10^3 - 10^7$). При этом область дисперсии для нелинейных спектрометров может быть аномально велика, она определяется шириной области перестройки частоты одного или нескольких перестраиваемых лазеров накачки и может занимать значит. часть видимого спектра. При сочетании спектроскопии четырёхволнового смешения с Н. с. смешения удаётся исключить доплеровское уширение. Пространств. разрешение методов смешения частот определяется размерами области перекрытия всех взаимодействующих пучков.

С помощью методов Н. с. смешения может быть достигнуто очень высокое временное разрешение. Для этого излучение накачки направляют в среду в виде коротких импульсов, синхронизованных с изучаемыми процессами с точностью, не меньшей, чем длительность используемых оптич. импульсов, и вводят переменную, строго контролируемая временная задержка между началом изучаемого процесса и моментом возбуждения. В таком случае временное разрешение схем регистрации определяется длительностью лазерных импульсов, к-рые могут выбираться в пико- и даже в фемтосекундном диапазоне (см. *Фемтосекундная*

спектроскопии). Максимально возможные значения спектрального, пространственного и временного разрешения достигаются в различных по конструкции и принципу действия спектрометрах.

Спектроскопия в *k*-пространстве представляет собой вариант спектроскопии четырёхволнового (реже — шестиволнового и т. п.) смещения в нецентросимметричных кристаллах. Он позволяет исследовать дисперсионные и резонанс. Характеристики разл. элементарных возбуджений смешанной природы в кристаллич. твердых телах (поляритонов).

В нецентросимметричных кристаллах процесс четырёхволновой спектроскопии является интерференцией «яркого» (собственно эффекта четырёхволновой спектроскопии с участием кубич. нелинейной восприимчивости) и «каскадного» (два последоват. процесса трёхволновой спектроскопии с участием нелинейной восприимчивости 2-го порядка) процессов. Последний процесс идёт с генерацией на первом этапе ад.-магн. волны промежуточной частоты, нар. разностной: $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$ (её волновой вектор k_p на рис. 6), а на втором — сигнальной волны путём смещения одной из

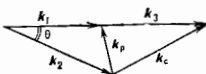


Рис. 6. Диаграмма волновых векторов в схеме синхронной каскадной генерации сигнала четырёхволнового смещения в нецентросимметричном кристалле: частота сигнала четырёхволновой спектроскопии $\omega_s = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$; оптическое поле промежуточной частоты $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$ попадает в область фононного поляритонного резонанса кристалла. Изменяя угол θ между волновыми векторами волн накачки k_1, k_2 при сохранении условия синхронизма внешнего процесса $k_s = k_1 - k_2 + k_3$, можно изменить k_p и составившие величину волновой разности процессы генерации промежуточной частоты $\Delta k_1 = q_0 - k_p$ [$q_0 = \omega_p(\omega_p/c - \nu(\omega_p))$ — волновой вектор поляритона с частотой $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$], осуществляя тем самым спектроскопию в *k*-пространстве.

волн накачки с волной промежуточной частоты, нар. в процессе суммирования частот: $\omega_s = \omega_3 + \omega_p$ (волновой вектор k_s). При этом промежуточная частота сканирует область исследуемого поляритонного резонанса (нар., разностная частота ω_p сканирует область фононных поляритонных частот). Возможны случаи генерации волны промежуточной частоты на сумме частот накачки ($\omega_p = \omega_1 + \omega_2$), к-рая может сканировать область экситонных поляритонных частот и т. п.

Амплитуда сигнальной волны чувствительна к изменению на каждом из этапов каскадного процесса условий фазового синхронизма (3). Следовательно, интенсивность I_s сигнала смещения (нар., с частотой $\omega_s = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$) является ф-цией не только частот накачки $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ и их линейных комбинаций (нар., разности частот $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$), но и волновых разностей $\Delta k_1, \Delta k_2$ каждого из этапов каскада, т. е. возможна Н. с. не только в пространстве частот ω , но и в спектрокопии в пространстве волновых векторов. В приведённом примере расстройка Δk_1 равна разности волнового вектора q_0 собств. волны исследуемой среды на разностной частоте фононного поляритона и волнового вектора промежуточной волны $k_p = k_1 - k_2$, т. е. $\Delta k_1 = q_0 - (k_1 - k_2)$. Оставляя фиксированными все частоты $\omega_1, \omega_2, \dots$ и их линейные комбинации и изменяя Δk_1 (нар., варьируя геометрию пересечения взаимодействующих волн), можно изучать «сценарии» в пространстве волновых векторов (*k*-пространстве). Этот метод Н. с. особенно удобен для исследования дисперсионных кривых собств. мод среды вблизи резонансов, т. е. поляритонных дисперсионных кривых разл. видов (фононных, плазмонных, экситонных, поляритонных мод и т. п.).

Опτικο-гальваническая спектроскопия использует резонансное одно- или многофононное поглощение в исследуемой двухуровневой системе, к-рое регистрирует-

ся по изменению предварительно пропускаемого через неё электрич. тока. С помощью этого метода изучают спектры газов (нар., в электрич. разряде). Излучаемые лазерным излучением изменения электрич. тока вызываются изменениями сечения рассеяния электронов проводимости на резонансно возбуждённых атомах, проводящими, в свою очередь, к изменениям электрич. сопротивления (импеданса) разрядного промежутка. Методы оптико-гальванич. Н. с. также могут быть свободными от доплеровского уширения спектральных линий поглощения.

Работают и иногда применяются и др. методы Н. с. — поляризац. Н. с. (в т. ч. когерентная нелинейная *маллюметрия*), магн.-оптич. Н. с. (в т. ч. нелинейные аналоги спектроскопии пересечения уровней) и т. п.

Лит.: Летохов В. С., Чеботов В. П., Принципы нелинейной оптики нелинейных систем, М., Изд. Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Ахманов С. А., Коротеи В. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Дзерная и когерентная спектроскопия, пер. с англ., М., 1982; Летохов В. А., Введение в нелинейную спектроскопию, Новосибир., 1983; Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия, Вильнюс, 1983; Деметриев В. П., Лазерная спектроскопия: основные принципы и техники, Изд. Нелинейная пер. с англ., М., 1985.

Н. И. Коротеи. НЕЛИНЕЙНАЯ СРЕДА — среда, отклик к-рой на действие внеш. возмущения нелинейно зависит от амплитуды возмущения. В Н. с. не выполняется *суперпозиции принцип*: отклик на сумму возмущений не равен сумме откликов на отд. возмущения. Свойства Н. с. под действием мощного излучения (акустич., ад.-магн.) меняются и зависят от амплитуды воздействия, поэтому и распространение волн в Н. с. определяется их амплитудой. В результате возбуждаются волны, отличающиеся от падающих частотами, направлением распространения и состоянием поляризации. Это приводит к таким эффектам, как генерация гармоник, сложение и вычитание частот, самовоздействие и кроссвзаимодействие, нелинейное отражение и т. д. Практически все среды при больших амплитудах падающих волн проявляют нелинейные свойства. В нелинейной оптике Н. е. широко используются для преобразования частоты и волновых фронтов световых волн. Подробнее см. Волны, Нелинейная акустика, Нелинейная оптика, Нелинейные явления в плазме.

К. Н. Драбичев. НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ — тензорные коэффициенты, связывающие нелинейную часть поляризации $P = P_d + P_{nl}$ единичного объёма среды, возникающую под действием сильных электрических (в частности, световых) полей, с величинами напряжённостей этих полей [1,2,3]. Соответствующее соотношение, называемое материальным у-нием, может быть записано в форме разложения по степеням напряжённости электрич. поля E:

$$P = P_d + P_{nl} = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}EE + \chi^{(3)}EEE + \chi^{(4)}EEEE + \dots \quad (1)$$

Материальное у-ние нелинейной немагн. среды без пространств. дисперсия может быть представлено в виде

$$P(t) = \sum_{n=1}^{\infty} P^{(n)}(t); \quad P^{(n)}(t) = \int_0^t \int_0^{\tau_1} \dots \int_0^{\tau_{n-1}} \hat{\chi}^{(n)}(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n) \dots E(t-\tau_1)E(t-\tau_2) \dots E(t-\tau_n); \quad (2)$$

$$(\hat{\chi}^{(n)} \dots E_i E_j \dots E_n)_{i,j,\dots,j_n} = \sum_{i_1, i_2, \dots, i_n} \chi_{i_1 i_2 \dots i_n}^{(n)} E_{i_1} E_{i_2} \dots E_{i_n}.$$

Здесь тензор $\chi^{(n)}$ ранга $(n+1)$ — Н. в. *n*-го порядка, описывающая отклик среды на совокупность возбуджений в разл. моменты времени $t - \tau_1, t - \tau_2, \dots, t - \tau_n$. (Это разложение — сходящееся, т. е. ряд можно ограничить нек. членами, т. к. память среды на возбуждение конечна вследствие процессов диссипации.)

Для описания задач нелинейной оптики и нелинейной спектроскопии, где используются когерентные лазерные источники возбуждения, нар. важен аналог

соотношения (2), записанный в спектральном представлении для дискретного спектра возбуждения:

$$P_i(\omega) = \sum P^{(n)}(\omega);$$

$$P_i^{(n)}(\omega) = \sum_{j_1, j_2, \dots, j_n} \chi_{i j_1 j_2 \dots j_n}^{(n)}(\omega, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n) E_{j_1}(\omega) \times \\ \times E_{j_2}(\omega) \dots E_{j_n}(\omega_n), \quad (3)$$

где $\omega = \omega_1 + \omega_2 + \dots + \omega_n$ — частота нелинейного отклика.

Будучи оптич. характеристиками среды, тензоры Н. в. должны обладать опредл. симметрией, отражающей структурную симметрию среды [4]. В соответствии с этим нек-рые тензорные элементы оказываются равными нулю, а другие связаны друг с другом, что уменьшает число независимых элементов. Напр., тензор кубич. Н. в. $\chi^{(3)}$, в общем случае содержащий 81 компоненту, в изотропной среде имеет только три независимые компоненты. В средах с центром инверсии все Н. в. чётных порядков тождественно равны нулю. В средах без диссимации Н. в. любого порядка — действит. величина.

Действительная и мнимая части восприимчивости $\chi^{(l)}$ описывают линейные оптич. эффекты (преломление и поглощение света). Н. в. 2-го порядка $\chi^{(2)}$, свойственная средам, не имеющим центра симметрии, описывает генерацию второй оптич. гармоники, оптич. выпрямление (см. *Детектирование света*) и др. процессы нелинейного смещения двух волн с частотами ω_1 и ω_2 , приводящие к рождению излучения на суммарной или разностной частотах $|\omega_1 \pm \omega_2|$. Кубическая Н. в. $\chi^{(3)}$, отличная от нуля в средах с симметрией любого типа, описывает разл. процессы самовоздействия света — нелинейное поглощение, самофокусировку и дефокусировку, самоиндуциров. вращения эллипса поляризации. Кубической Н. в. объясняются также процессы, возникающие при взаимодействии трёх волн с разл. частотами ω_1, ω_2 и ω_3 , приводящие к повлечению излучения на комбинац. частотах $\omega = |\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3|$, напр. генерации третьей гармоники при вынужденном комбинац. рассеянии, вынужденном *Манделштама* — *Бриллюэна* рассеянии и т. д. Более высокий ранг тензора $\chi^{(3)}$ по сравнению с тензором $\chi^{(1)}$ проявляется в том, что кристаллы кубич. классов, изотропные с точки зрения своих линейных оптич. свойств, в нелинейной оптике анизотропны. Это приводит к поляризац. особенностям нелинейного поглощения, генерации третьей оптич. гармоники, к самоиндуциров. повороту плоскости поляризации линейно поляризованного света (см. *Нелинейная оптическая активность*).

Микромоделю Н. в. Наиб. универсальная причина нелинейных оптич. эффектов — нелинейный отклик атомарного или молекулярного осциллятора на световое воздействие.

В классич. модели среды как совокупности заряженных ангармонич. осцилляторов удаётся вычислить смещение заряда q на расстояние r_1 от положения равновесия под действием электрич. поля световой волны. Поляризацию единицы объёма среды, содержащей N осцилляторов, можно представить в виде $P = N \sum q_i r_i(E)$. Движение осциллятора в поле световой волны описывается нелинейным ур-нием

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r - \lambda r^2 - \eta r^3 = \frac{q}{m} E.$$

Если решение этого ур-ния ищут в виде ряда по степеням E , то поляризацию среды тоже записывается в виде ряда, а коэф. этого ряда являются Н. в. Из решения этого ур-ния следует, что гармонич. зл.-магн. волна индуцирует поляризацию в системе ангармонич.

осцилляторов на частотах $\omega, 2\omega, 3\omega$ и т. д. Оптич. резонансы возникают не только при приближении частот действующих волн к собствен. частоте осциллятора ω_0 , но и при совпадении с ней тех или иных комбинац. частот, поэтому частотная дисперсия Н. в. имеет сложный вид. Напр., кубич. Н. в. даётся выражением

$$\chi^{(3)}(\omega, \omega_1, \omega_2, \omega_3) = N \frac{e^4}{m^4} \left[\eta + \frac{4}{3} \lambda^2 F(\omega_1) F(\omega_2) + F(\omega_3) + F(\omega_3 + \omega_1) \right] \times F(\omega_1) F(\omega_2) F(\omega_3) F(\omega);$$

где

$$F(\omega_n) = \left(\omega_0^2 - 2i\gamma\omega_n - \omega_n^2 \right)^{-1}, \quad n = 1, 2, 3;$$

$$\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3.$$

В поле монохроматич. излучения Н. в. $\chi^{(3)}(3\omega, \omega)$, ответственная за генерацию 3-й гармоники, испытывает резонанс при $\omega = \omega_0, 2\omega = \omega_0$ и при $3\omega = \omega_0$.

Расчёт Н. в. производится также методами квантовой механики. Поляризацию $P(r, t)$ связывают с электрич. полем, действующим на систему, квантовомеханич. ур-ниями

$$P(r, t) = N \text{Sp}[\rho(r, t), p],$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathcal{H}\rho] + i\hbar \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{\text{внутр}}$$

(ρ — оператор матрицы плотности, p — оператор электрич. дипольного момента, \mathcal{H} — полный гамильтониан системы), причём восприимчивости l -го порядка можно рассчитывать, решая указанные ур-ния методом возмущений, т. е. представив $\rho(r, t)$ в виде ряда по возрастающим степеням E . Т. о. удаётся получить Н. в. любого порядка для системы, состоящей из атомов. Однако детальное описание сложных молекулярных систем в большинстве случаев затруднительно. Ещё труднее рассчитывать Н. в. вблизи электронных переходов в сложных молекулах и конденсиров. средах. Напр., квантовомеханич. описание нелинейных оптич. свойств кристаллов требует детального знания зонной структуры; афф. масс носителей тока, симметрии зон, правил отбора, дисперсионных соотношений и т. д. Однако в большинстве практич. случаев частоты переходов и волновые ф-ции достаточно хорошо известны, поэтому для расчёта Н. в. используют разл. приближённые модели [5]. Напр., достаточную точность для расчёта Н. в. даёт модель связей, предполагающая, что индуцируемая в кристалле поляризация есть векторная сумма поляризации, наведённых на всех связях между атомами в единичном объёме, и что идентичные связи в разл. твёрдых телах имеют одинаковые свойства. Взаимодействие между связями не учитывается.

При расчёте Н. в. жидкостей и твёрдых тел необходимо также принимать во внимание фактор локального поля, учитывающий отличие приложенного к среде поля от поля действующего на отд. молекулу.

Нелинейный отклик отд. атома или молекулы на электрич. поле световой волны — не единств. причина нелинейных оптич. эффектов. Н. в. могут иметь, напр., тепловую природу, когда поглощение света вызывает нагрев, а следовательно, изменение коэф. преломления вещества. К нелинейному изменению коэф. преломления может привести изменение плотности вещества из-за расширения, связанного с квадратичной *электрострикцией* в поле световой волны. В жидкостях и жидких кристаллах существенны нелинейности, обусловленные оптич. ориентацией анизотропных молекул в поле поляризов. лазерной волны. Электронные механизмы нелинейности удаётся отличить от тепловых, стрикционных, ориентационных по временам установления нелинейного отклика и его релаксации, к-рые для электр. процессов, как правило, меньше.

В ряде случаев, как и в линейной оптике, необходимо учитывать влияние на нелинейную поляризацию в выбранной точке среды полей в разл. других точках (нелокальные нелинейноопт. явления). Относит. вклад нелокальных нелинейных процессов в поляризацию P среды определяется т. п. параметром пространственной дисперсии d/λ (λ — длина волны излучения, d — характерный размер в среде: диаметр молекулы, параметр кристаллич. решётки и т. п.). В оптич. диапазоне частот параметр дисперсии пространственной дисперсии мал: $d/\lambda \approx 10^{-4}-10^{-3}$, и, как правило, вклад эффектов, связанных с нелокальностью нелинейного отклика, несуществен. Но в отд. случаях, напр. при исследовании нелинейного изменения поляризац. характеристик света, генерации чётных оптич. гармоник в изотропных веществах, учёте эффектов пространственной дисперсии обязателен. Велика роль пространственной дисперсии в рентг. диапазоне и для объектов с сильной нелокальностью нелинейного отклика, таких как жидкие кристаллы, экситоны в полупроводниках, биол. макромолекулы.

Измерение $N. v.$ при измерении $N. v.$ принято использовать систему единиц СГСЭ. Связь с системой СИ даётся след. соотношениями:

$$\chi^{(2)}[\text{СГСЭ}] = \frac{3}{4} \pi \cdot 10^4 \chi^{(2)}[\text{м}^2/\text{В}, \text{СИ}],$$

$$\chi^{(3)}[\text{СГСЭ}] = \frac{9}{4} \pi \cdot 10^6 \chi^{(3)}[\text{м}^3/\text{В}^2, \text{СИ}].$$

Восприимчивости измеряют, связывая эффективность нелинейного процесса с интенсивностью взаимодействующих в нелинейном процессе волн (напр., в случае генерации 2-й гармоники $N. v.$ 2-го порядка связывают с интенсивностью накачки) [6,7]. При этом используется информация о пространственно-временном профиле взаимодействующих пучков, их спектральном составе, длине исследуемого образца, его ориентации, поляризации излучения и выполнении условий фазового синхронизма. Абс. измерения оптич. нелинейностей — сложная задача, поэтому часто используют относит. измерения. Эталонным кристаллом для относит. измерений 2-й гармоники является кристалл KDP (KH_2PO_4), у которого $\chi^{(2)} = 4,1 \cdot 10^{-9}$ СГСЭ (длина волны накачки $\lambda = 1,06$ мкм), в ИК-области — кристалл арсенида галлия с $\chi^{(2)} = 3,2 \cdot 10^{-7}$ СГСЭ ($\lambda = 10,6$ мкм). Для поиска новых нелинейных материалов широко применяется методика измерения относит. $N. v.$ в порошках, позволяющая оценить оптич. нелинейность кристаллов и установить возможность синхронных нелинейных взаимодействий, не располагая большими монокристаллич. образцами. Коэф. преломления подавляющего большинства оптич. материалов отличаются не более чем на порядок, а различие кубич. $N. v.$ составляет более десяти порядков величин. Резонансное значение $\chi^{(3)}$ для оптич. стёкол и щёлочно-галогенных кристаллов меняется в диапазоне $(10^{-13}-10^{-12})$ СГСЭ, напр. для LiF $\chi^{(3)} = 4 \cdot 10^{-13}$ СГСЭ, для прозрачных жидкостей — в диапазоне $(10^{-12}-10^{-14})$ СГСЭ, напр. CS_2 имеет $\chi^{(3)} = 9 \cdot 10^{-14}$ СГСЭ. Полупроводниковые кристаллы имеют, как правило, большую нелинейность: для GaAs $\chi^{(3)} = 1,5 \cdot 10^{-11}$ СГСЭ, для Si $\chi^{(3)} = 2 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ. Удельные (на одну частоту) резонансные значения кубич. $N. v.$ для газов лежат в диапазоне $(10^{-28}-10^{-26})$ СГСЭ, напр. для Ar $\chi^{(3)} = 3 \cdot 10^{-28}$ СГСЭ, для ато. воздуха $\chi^{(3)} = 10^{-28}$ СГСЭ. Резонансные $N. v.$ для газов могут быть на пять-шесть порядков больше. «Гигаватские» $N. v.$ обнаружены в условиях одноваттового резонанса поглощения в узкополосных полупроводниках (для InSb, HgCdTe $\chi^{(3)} = (10^{-11}-10^{-4})$ СГСЭ). Исключительно большая нелинейность $\chi^{(3)} \approx (10^{-3}-10^{-2})$ СГСЭ связана с резонансными процессами поглощения с участием экситонов и биэкситонов в полупроводниках [8]. Коллективные ориентац. нелинейности

в жидких кристаллах достигают величины $\chi^{(3)} \approx (10^{-1}-10^{-2})$ СГСЭ. При этом время установления нелинейного отклика ~ 1 с.

Нелинейности высших порядков $\chi^{(n)}$ ($n \geq 3$) существуют для описания таких эффектов, как генерация высших оптич. гармоник в газах и кристаллич. средах, многофотонное поглощение, многофотонная ионизация атомов; ими объясняется ограничение диаметра фокального пятна при самофокусировке света, насыщение эффективности нелинейных процессов при высоких уровнях оптич. возбуждения. При расчёте и измерении высших ($n \geq 3$) $N. v.$ нелинейноопт. процессы разделяют на «чистые» и «каascadeвые» [5]. Напр., 3-я оптич. гармоника в нелинейной среде без центра инверсии может возникнуть как в результате процесса нелинейного смешения трёх волн накачки одинаковой частоты на $N. v.$ $\chi^{(3)}$, так и cascade (ступенчатой) при генерации 2-й оптич. гармоники и сложении двух волн с частотами 2ω и ω . Такой комбинацион. процесс может быть описан в терминах эфф. кубич. нелинейностей, причём

$$\chi_{\text{каскад}}^{(3)}(3\omega, \omega, \omega) \sim \chi^{(2)}(2\omega, \omega, \omega) \cdot \chi^{(2)}(3\omega, 2\omega, \omega).$$

В более общем случае

$$\chi_{\text{эфф}}^{(n)} = \chi^{(n)} + \sum_{n_1=1}^{n-1} \prod_{i=1}^n \chi^{(n_i)} \psi(n_i),$$

причём ф-ции $\psi(n_i)$ определяются линейными дисперсионными свойствами среды. Свойства симметрии тензоров $\chi_{\text{каскад}}^{(n)}$ и $\chi^{(n)}$, как правило, идентичны.

Нерезонансные значения величин $N. v.$ высоких порядков невелики, напр. $N. v.$ кристалла формата лития для генерации 4-й гармоники $\chi^{(4)} \sim 1 \cdot 10^{-23}$ СГСЭ, значение восприимчивости 5-го порядка для кристалла кальцита $\chi^{(5)} \sim 1 \cdot 10^{-27}$ СГСЭ. Удельные (на один атом) нерезонансные $N. v.$ паров Na, K, Rb, Li измерены вплоть до $\chi^{(9)}$; напр., для натрия в единицах СГСЭ: $\chi^{(2)} = 8,1 \cdot 10^{-14}$, $\chi^{(6)} = 1,7 \cdot 10^{-28}$, $\chi^{(7)} = 7,0 \cdot 10^{-29}$, $\chi^{(8)} = 4,4 \cdot 10^{-34}$.

Сильный нелинейный отклик. Концепция $N. v.$ успешно используется для описания большинства задач нелинейной оптики, однако она имеет ограниченную область применения. В мощных световых полях или в сильнонелинейных средах высшие члены разложения поляризации перестают быть малыми: $\chi^{(n)} E^{n-1} \approx \chi^{(1)}$, тогда разложение (1) теряет смысл, а соответствующий ряд (2) перестаёт сходиться. Такие проблемы возникают, в частности, при исследовании насыщения перехода в системе двухуровневых атомов в поле вл.-матн. волны или при описании сильно возбуждённых полупроводниковых кристаллов, когда их отклик на внеш. световое воздействие перестаёт быть однозначной ф-цией интенсивности света, т. е. наблюдаются оптич. гистерезисные явления (напр., гистерезис преломления или поглощения нелинейной средой, *оптическая бистабильность* и неустойчивость). В этом случае материальные ур-ния могут быть записаны только в неявном виде $f(E, P) = 0$. Напр., для сильнонелинейной изотропной гиротропной среды с учётом кубич. нелинейности ангармонич. осцилляторов, составляющих молекулы, можно записать [9]:

$$P = \chi^{(2)} E - iA[kP] + B\{2(PP^*)P + (PP^*)^2\} - iC\{P(k[PP^*]) + [kP](PP^*)\}.$$

Здесь A, B, C — частотно-зависимые коэф., k — волновой вектор. Это ур-ние имеет более широкую, чем (3), область применимости и допускает гистерезисные решения для поляризации P .

Лит.: 1) А х м а н о в С. А., Х о х л о в Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; 2) Б л о ж е р з и Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; 3) Ш е н И. Р., Триллионы нелинейной оптики, пер. с англ., М., 1988; 4) С и р о т я и Ю. И., Ш а с к о л ь с к а я М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд.,

М., 1979; 5) Нелинейная синхротроника, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; 6) Справочник по лазерам, пер. с англ., под ред. А. М. Прохорова, т. 2, М., 1978; 7) Церикине Ф., Мидвистер Д.ж., Прикладная нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1978; 8) Journal of the Optical Society of America, 2B, Special Issue, "Excitonic Optical Nonlinearities", 1985; 9) Ахмедов С. А., Желудев Н. И., Святицкий Ю. П. Неустойчивость поляризации световой волны в сильно-нелинейной среде, «Изв. АН СССР, Сер. Физ.», 1982, т. 46, с. 1070.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ — изменение сигнала $S_{\text{вых}}(t)$, приводящее к искажению передаваемого сообщения $S_{\text{вх}}(t)$, обусловленное нелинейностью оператора тракта передачи L (в т. ч. в присутствии помех): $S_{\text{вых}}(t) = LS_{\text{вх}}(t)$. Н. и. возникает в нелинейных и нелинейно-параметрич. цепях, обладающих свойством порождать новые составляющие в спектрах проходящих через них сигналов. Различают собственно Н. и. — Н. п. полезного сигнала в отсутствие помех, и Н. и. помех — Н. и. полезного сигнала, обусловленные нелинейностью цепи под действием помех. Оценку Н. и. проводят либо по степени искажения тестовых сигналов, либо по характеристикам оператора, тракта передачи. В первом случае, при k -ром тестовым сигналом является синусоидальное напряжение, наб. заданы коэф. гармоник искажений $K_k(\%)$ или затухание B [дБ]:

$$K_k = \frac{\sqrt{A_1^2 + A_2^2 + \dots}}{\sqrt{A_k^2 + A_1^2 + A_2^2 + \dots}} \cdot 100\%$$

$$B = 20 \lg \frac{A_1}{\sqrt{A_1^2 + A_2^2 + \dots}}$$

где A_i — амплитуда i -й гармоники сигнала. Оценка Н. и. по характеристикам оператора тракта передачи основана на аппроксимации их выражениями, параметры k -рых зависят от степени нелинейности. В трактах с резистивной нелинейностью оценку проводят либо по амплитудной характеристике, либо методом угла отсечки с последующим вычислением коэф. Берга. В трактах с комплексным характером нелинейности используют метод рядов Вольтерра.

Лит.: Богданов И. В. М., Нелинейные искажения в приемно-передающих устройствах. М., 1980.

НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ — процессы в колебат. и волновых системах, не удовлетворяющие суперпозиции принципу. Нелинейные колебания или волны в общем случае взаимодействуют между собой, а их характеристики (частота, форма колебаний, скорость распространения, вид профиля воли и др.) зависят от амплитуды. Н. к. и в. в системах разл. физ. природы имеют общие черты, проявляющиеся в единстве их матем. описания. Изучению Н. к. и в. посвящена теория нелинейных систем — нелинейная динамика.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СИСТЕМЫ — колебательные (волновые) системы, процессы в k -рых не удовлетворяют суперпозиции принципу, в отличие от линейных систем. Все реальные физ. системы нелинейны, их можно считать линейными лишь приближенно — при малой интенсивности колебат. и волновых процессов. Матем. образом Н. с. являются нелинейные ур-ния (см. *Нелинейные уравнения математической физики*). Изучением колебат. и волновых процессов в конкретных Н. с. занимается гидроакустика, нелинейная оптика, нелинейная акустика, физика плазмы (см. *Нелинейные явления в плазме*), а также химия, биология, экология, социология и др. В то же время многие Н. с. совершенно разл. природы имеют одинаковое матем. описание. Соответственно, совпадает и характер протекающих в них процессов. Это послужило основой для развития единого подхода к изучению Н. с., позволило выработать базовые модели, образы и понятия и проанализировать осн. колебат. и волновые явления в Н. с. вие зависимости от их конкретной природы.

Аналитич. описание процессов в Н. с. затруднено ввиду отсутствия общих методов решения нелинейных ур-ний. Наиб. доступно изучение динамики слабонелинейных систем. Описывающие их ур-ния содержат нелинейные члены с малым параметром, что позволяет использовать разл. варианты метода возмущений (см. *Возмущения теории*). Нелинейность в таких системах проявляется либо в возникновении малых поправок к решению линеаризов. системы ур-ний, получаемой в пренебрежении нелинейными членами, либо, что более важно, в медленном изменении его параметров. При исследовании сильнонелинейных систем, за исключением ограниченного числа точно решаемых случаев, используется численное моделирование.

Разделяют два класса Н. с. — консервативные системы, в k -рых энергии колебательных (волновых) процессов сохраняется, и неконсервативные системы, в k -рых энергия диссипирует (*диссипативные системы*) или поступает в систему от внеш. источников (активные системы). Прогресс в изучении консервативных Н. с. в значит. мере обусловлен возможностью применения к большинству из них аппарата *гамильтонова формализма*. Во многих практически важных случаях гамильтонов Н. с. совпадает с выражением для энергии системы. Известны, однако, консервативные Н. с., для k -рых гамильтоново описание не построено. Для биол., экологич., социологич. и т. п. Н. с., в k -рых строгое определение консервативности с использованием интеграла энергии не применимо, также принято указанное деление, основанное на аналогии их описания с физ. Н. с.

Консервативные Н. с. Простейшим примером поведения консервативной Н. с. являются колебания нелинейного осциллятора, описываемые ур-нием $\ddot{x} + f(x) = 0$.

Если ф-ция $f(x)$ линейна [$f(x) \sim x$], то осциллятор линейный. Ур-ние нелинейного осциллятора описывает, напр., колебания матем. маятника, изменяется тона и напряжения в колебат. контуре, в k -ром индуктивность катушки зависит от величины тока и (или) емкость конденсатора зависит от напряжения, а также движение иона в пространственно неоднородном электрич. поле и др. На рис. 1 приведены вид потенциального рельефа $\varphi(x)$ и соответствующие ему фазовые траектории — траектории движе-

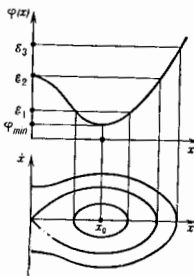


Рис. 1. Потенциал электрич.ского поля $\varphi(x)$ и фазовые траектории, соответствующие движению иона в данном поле при различных значениях энергии ϵ .

ния пообразующей точки Н. с. в фазовом пространстве (x, \dot{x}) . Энергия заряд. частицы, движущейся в стационарном электрич. поле, сохраняется:

$$\epsilon = \frac{m\dot{x}^2}{2} + q\varphi(x) = \text{const}$$

(где m, q — масса и заряд частицы; $q > 0$). Это выражение определяет гамильтонов осциллятора. Дифференцирование его по времени даёт ур-ние нелинейного осциллятора, где $f(x) = q/m\varphi_x$. Осциллятор является линейным лишь при условии $\varphi(x) \sim x^2$, т. е. при параболич. потенциальном рельефе. При этом его колебания являются гармоническими и изохронными — их частота не зависит от амплитуды. Как видно из рис. 1, осциллятор имеет два состояния равновесия ($\dot{x} = 0$):

центр (при $x = x_0$) и седло (при $x = 0$), первое из них устойчиво (локальный минимум потенц. энергии), второе неустойчиво. Вышедшая из состояния покоя при $x = x_0$ частица совершает колебания в окрестности этой точки (замкнутые кривые на рис. 1). При малых отклонениях x от x_0 осциллятор является линейным, т. к. $\Phi - \Phi_{\text{линейн}} \sim (x - x_0)^3$ при $x \rightarrow 0$. С ростом энергии осциллятора Φ фазовая траектория приближается к сепаратрисе. Колебания осциллятора становятся ангармоническими (возникают гармоники осн. частоты), т. к. всё большую часть периода занимают участки медленного движения частицы. Период колебаний возрастает с ростом их амплитуды и на сепаратрисе равен бесконечности (частица приближается к неустойчивому состоянию равновесия с бесконечно малой скоростью бесконечно долго). Т. о., колебания нелинейного осциллятора невозвратны — их период зависит от амплитуды (энергии).

В отличие от линейных систем, в Н. с. возможно взаимодействие колебаний (или волн) между собой. Точное взаимодействие имеет, напр., место в системе трёх нелинейно связанных осцилляторов, описываемой системой у-рний

$$\ddot{x}_i + \omega_i^2 x_i = \mu \alpha_i x_i x_j x_k; \quad i = 1, 2, 3; \quad j, k \neq i.$$

При малом μ — это слабонелинейная система. Поведение её близко к суперпозиции квазигармонич. колебаний осцилляторов с медленно меняющимися амплитудами. Благодаря нелинейной связи колебания двух осцилляторов с частотами ω_1 и ω_2 порождают в системе колебания с комбинац. частотами $\omega_1 \pm \omega_2$. Действие малой нелинейности накапливается, если выполнено условие резонанса частот

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3.$$

Эфф. обмен энергией между осцилляторами происходит, когда возбуждён ВЧ-осциллятор и энергия колебаний передаётся двум НЧ-осцилляторам — т. н. распадная неустойчивость, либо когда возбуждены два НЧ-осциллятора и идёт обратный процесс — слияние НЧ-колебаний. Подобный обмен энергией может быть периодическим (рис. 2).

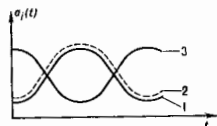


Рис. 2. Изменение амплитуд колебаний трёх взаимодействующих осцилляторов ($\omega_3 > \omega_1, \omega_2$).

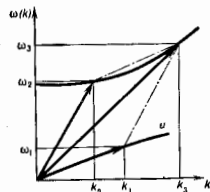


Рис. 3. Дисперсионные зависимости ионно-звуковых (1) и ленгмювских (2) волн в плазме и диаграмма, иллюстрирующая условия синхронизма трёх взаимодействующих волн.

ей волн эффективно взаимодействует ограниченное число волн, связанных с условиями резонанса частот и волновых векторов — условиями синхронизма. Для случая трёх взаимодействующих волн, напр. ионно-звуковой и ленгмювских волн в плазме (см. *Взаимодействие волн в плазме*), они имеют вид (рис. 3):

$$\omega_1(k_1) + \omega_2(k_2) = \omega_3(k_3), \\ k_1 + k_2 = k_3.$$

Как и при взаимодействии нелинейно связанных осцилляторов, здесь возможны распадная неустойчивость и слияние волн.

В отсутствие дисперсии волн в Н. с. в синхронизме с исходной квазиомохроматич. волной находится все её гармоники. Поэтому если исходная волна гармоническая, то она порождает за счёт нелинейности гармоники с кратными частотами и волновыми числами, причём с течением времени возбуждаются всё более высокочастотные гармоники. На пространственно-временном языке этот процесс соответствует искажению профиля исходного возмущения (рис. 4) и описывается у-рнем простой волны

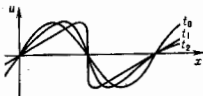


Рис. 4. Эволюция профиля исходной гармонической волны в отсутствие дисперсии волн ($t_0 < t_1 < t_2$).

$$u_t + u u_x = 0,$$

крое отвечает, в частности, нелинейным акустич. волнам в системе отсчёта, движущейся со скоростью звука малой амплитуды и отражает зависимость скорости распространения возмущения от его интенсивности. Решением его являются простые волны (или Рима-на волны) $u = U(t - x/u)$, вид ф-ции U задается нач. возмущением. При $u > 0$ точки профиля с течением времени сдвигаются в направлении распространения волны, а при $u < 0$ — в противоположном. Профиль волны искажается, и в нек-рой момент времени величина u_x становится бесконечной — происходит «прокидывание» волны. Применительно у-рния нарушается.

Наличие дисперсии волн в области ВЧ стабилизирует «прокидывание», т. к. ВЧ-гармоники выходят из синхронизма и практически не возбуждаются. В результате противодействия нелинейности и дисперсии в безграничной Н. с. могут возникнуть т. н. стационарные волны, распространяющиеся с пост. скоростью без изменения формы профиля: периодич. волны сложной формы и уединённые волны — солитоны.

Наряду с взаимодействием волн в Н. с. важную роль играют эффекты самодействия. Если в Н. с. в силу особенностей дисперсионных характеристик условия трёхволнового взаимодействия не выполнены, то наиб. существенным является самодействие квазиомохроматич. волны. Оно возникает, напр., при распространении эл.-магн. волны в среде с показателем преломления, зависящим от интенсивности поля. В частности, пучок света в такой среде формирует неоднородное поперёк лучка распределение показателя преломления, подобное линзе, что в свою очередь может приводить к его фокусировке — происходит *самофокусировка света*. Аналогично возникает самоудушение квазиомохроматич. волн в направлении их распространения и самосжатие волновых пакетов, приводящее к образованию стационарных волн обтекающих нелинейных волновых пакетов, в т. ч. солитонов.

В Н. с. даже в отсутствие случайных воздействий возможны чрезвычайно сложные, нерегулярные колеб. и волновые режимы, требующие для своего описания привлечения вероятностных методов, — т. н. *стохастические колебания*. Такие колебания могут совершать, напр., частица в дуэльном потенц. поле при нек-рых формах потенц. рельефа. Стохастическим является также взаимодействие квазиомохроматич. волн в нелинейной среде, когда возбуждено много волн и каждая из них участвует во мн. элементарных взаимодействиях, удовлетворяющих условиям синхронизма, — т. н. слабая турбулентность (см. *Турбулентность плазмы*).

Неконсервативные Н. с. Наиб. простое проявление диссипации в системе — затухание колеб. и волновых процессов. Однако в безграничной Н. с. благодаря диссипации существует режим, отсутствующий в кон-

сервативных Н. с., — ударные волны, в т. ч. стационарные ударные волны, имеющие вид бегущего перепада (скачка) к.-л. физ. параметров, напр. давления в акустич. ударной волне. Ударные волны возникают как результат эволюции простых волн: энергии ВЧ-гармоник, генерируемых за счёт нелинейности, эффективно поглощаются и «процикливаются» волны не прексодит.

В прикладном отношении наиб. важны нелинейные эффекты в активных Н. с., в к-рых энергии колебаний может пополняться вследствие неустойчивостей, обусловленных неравновесностью системы. К таким Н. с. относятся прежде всего генераторы колебаний — от лампового до квантовых (мазеров и лазеров), тасы — от ходиков до кварцевых и т. п., в к-рых устанавливаются устойчивые незатухающие колебания с периодом и амплитудой, в широких пределах не зависящими от нач. условий, — автоколебания. Простейший генератор автоколебаний — автогенератор на ламповом триоде, в к-ром потеря энергии в колебат. контуре компенсируется пополнением её за счёт неперюдич. источника (батареи). Поступление энергии в контур в нужной фазе колебаний осуществляется при помощи обратной связи на управляющий электрод лампы. При перестройке параметров Н. с. могут происходить качественные изменения её поведения — бифуркации. Например, колебания в ламповом генераторе возникают при величине обратной связи, большей некоего бифуркационного значения.

Как и колебания в консервативных Н. с., колебания в активных Н. с. могут быть не только регулярными, но и стохастическими. Существуют генераторы стохастич. автоколебаний — Н. с., в к-рых возможны незатухающие хаотич. колебания со сплошным спектром за счёт энергии шумовых источников. Самовозрождение в Н. с. стохастич. колебаний — один из возможных путей возникновения турбулентности.

В активных колебат. Н. с., в к-рых возможно одновременно существование мп. мод (типов) колебаний с разл. частотами, получающих энергию от общего источника, возникает явление конкуренции мод, т. к. связь между модами порождает зависимость нелинейного затухания или усиления каждой из мод от интенсивности других. Конкуренция мод приводит к тому, что в итоге преобладает одна из них и колебания автогенератора происходят на соответствующей ей частоте. Если моды равноправны и связь их взаимна, то устанавливается режим генерации моды, преобладавшей вначале. В таких Н. с., как, напр., лазер, конкуренция мод происходит и во времени, и в пространстве, что приводит, и частности, к установлению в пространственно-симметричном протяжённом автогенераторе несимметричных в пространстве распределений поля с преобладанием одной из встречных волн. Это один из простейших примеров самоорганизации в Н. с., — возникновение пространственного порядка из нач. беспорядка и образование сложных пространственных структур в однодородных (протяжённых) неравновесных Н. с. (физ., хим., биологических и т. п.). Примерами самоорганизации в Н. с. являются кооперативные ячейки жидкости, подогретая снизу, волны горения, волны популяций в экологич. системах, волновые возбуждения в сердечной ткани.

Лит.: Андрионов А. А., Вятт А. А., Хайкин С. Э., Теория колебаний, 3 изд., М., 1981; Гурелин Г. С., Колебания и волны, 2 изд., М., 1969; Уизем Д. Дж., Линеиные и нелинейные волны, пер. с англ., М., 1977; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. А. Я. Басович

НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ — ур-ния, не обладающие свойством линейности; применяются в физике как матем. модели нелинейных явлений в разл. сплошных средах. Н. у. м. ф. — важная часть матем. аппарата, используемого в фундам. физ. теориях: теории тяготения и квантовой теории поля.

Строго говоря, все сплошные среды описываются нелинейными ур-ниями. Выбор для описания среды линейных или нелинейных ур-ний зависит от роли, к-рую играют нелинейные эффекты, и определяется конкретной физ. ситуацией. Напр., при описании распространения лазерных импульсов необходимо учитывать зависимость показателя преломления среды от интенсивности эл.-магн. поля. Возникающие при этом Н. у. м. ф. являются основой матем. аппарата нелинейной оптики.

Линейные ур-ния, используемые в физике, являются результатом линеаризации более точных Н. у. м. ф. на фоне их простейших (фоновых) решений. Исторически первым примером Н. у. м. ф. были найденные в 18 в. Эйлером уравнения для идеальной жидкости:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v) = 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v + \rho^{-1} \nabla P = 0. \quad (1)$$

Здесь ρ , P , v — плотность, давление и скорость жидкости. Для баротропной жидкости, когда $P = P(\rho)$, ур-ния Эйлера можно линеаризовать на фоне тривиального решения $\rho = \rho_0$, $v_0 = 0$ в предположении потенциальности поля скоростей: $v = \nabla \varphi$. Полагая $\rho = \rho_0 + \delta \rho$, $\delta \rho \ll \rho_0$, получаем из (1) волновые уравнения для звуковых волн. Однако при рассмотрении вихревых движений жидкости, когда её можно считать несжимаемой, $\rho = \rho_0$, $\operatorname{div} v = 0$, ур-ния Эйлера (1) становятся существенно нелинейными. Их линеаризация на фоне решения $v_0 = 0$ приводит к тривиальному ур-нию $\partial v / \partial t = 0$.

Т. о., линеаризация Н. у. м. ф. не всегда ведёт к содержат. результату. Может оказаться, что линеаризация имеет смысл, но линейные ур-ния сокращают применение лишь конечное время. Эта ситуация типична, если фоновое решение неустойчиво, во может иметь место и при устойчивом фоновом решении. Так, омонерные ур-ния Эйлера

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P(\rho)}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

при произвольном нач. условии $\rho \rightarrow \rho_0$, $v \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \pm \infty$ описывают образование ударных волн. При этом за достаточно большое время теряют применимость не только линейное приближение, но и сами ур-ния (2), решения к-рых при $t \rightarrow \infty$ становятся неоднозначными.

Даже если линеаризация Н. у. м. ф. возможна, с точки зрения физики исключительно важны существенно нелинейные решения, качественно отличающиеся от решений линейных ур-ний. Такими могут быть стационарные решения солитонного типа, локализованные в одном или нескольких измерениях (см. Солитон), или решения типа волновых коллапсов, описывающие самопроизвольную концентрацию энергии в небольших областях пространства (см. также Самофокусировка света). Существенно нелинейными являются и стационарные решения ур-ний гидродинамики. Весьма важен вопрос об устойчивости существенно нелинейных решений, в т. ч. гидродинамич. течений и солитонов, к-рым решается либо при помощи линеаризации Н. у. на фоне изучаемых решений, либо при помощи вариац. оценок.

Решения Н. у. м. ф. во мп. случаях обнаруживают тенденцию к стохастизации. В этом случае они требуют статистич. описания, что составляет предмет теории турбулентности. Турбулентность часто развивается как результат неустойчивости фонового состояния. Если уровень нелинейности решения остаётся малым, то говорят о слабой турбулентности, в противном случае — о сильной турбулентности. Сильная турбулентность может сопровождаться волновыми коллапсами, целиком или частично состоять из взаимодействующих солитонов.

Нелинейные уравнения в физике. Н. у. м. ф., встречающиеся в физике, отличаются большим разнообразием. Их значит. часть представляет собой обобщения гидродинамич. ур-ний Эйлера, напр. *Наве* — *Стокса уравнения* для описания движений вязкой несжимаемой жидкости. Описываемая ими гидродинамич. турбулентность является предельно сильной.

В метеорологии были выведены ур-ния Буссинеска, описывающие движение несжимаемой жидкости в поле тяжести и сил Кориолиса и используемые в океанологии и физике атмосферы. Ур-ния *магнитной гидродинамики* описывают движение проводящей жидкости в магн. поле и применяются в астрофизике и физике плазмы.

Классич. примером Н. у. м. ф. являются уравнения теории упругости. Развитие микроскопической теории кристаллов дополнило их уравнениями равновесия и динамики дислокаций, также существенно нелинейными.

Многие Н. у. м. ф. возникли в физике в связи с развитием теории конденсов. сред, они описывают макроскопич. проявления квантовомеханич. эффектов; важностью ф-ций в них является плотность параметра порядка (см. *Газовый переход*). Если параметр порядка скалярный, это двухжидкостные ур-ния гидродинамики сверхтекучего гелия (см. *Сверхтекучесть*), ур-ния Гинзбурга — Ландау и их обобщения, описывающие магнетостатику и электродинамику сверхпроводников (см. *Сверхпроводимость*). Если параметр порядка векторный или тензорный, это ур-ния Ландау — Лифшица, описывающие ферромагнетику и антиферромагнетику, ур-ния обобщенной гидродинамики сверхтекучего гелия, макроскопич. модели жидких кристаллов. Для всех этих ур-ний наиб. интерес представляют их существенно нелинейные решения, часто описываемые локализованные (хотя бы частично) объекты: вихри в жидком гелии и в сверхпроводниках, доменные стенки в ферромагнетиках и антиферромагнетиках, дислокации в жидких кристаллах и солитоны, к-рые в том или ином виде существуют во всех упомянутых средах.

Н. у. м. ф. возникают также как результат применения приближения Хартри — Фока к многочастичным квантовомеханич. системам и имеют в этом качестве применения в атомной и ядерной физике. Ещё одним источником Н. у. м. ф. является хим. физика. Это — Н. у. диффузии, описывающие волны горения и детонации, а также колебат. хим. реакции (см. *Атомолки*). К ним примыкают возникшие в биофизике ур-ния, описывающие распространение импульса по первому волоку. Ур-ния этих типов возникают в задачах о самоорганизации (см. *Синергетика*) и диссипативных структурах.

Н. у. м. ф. играют важную роль и в фундам. физике, напр. ур-ния Эйнштейна для гравитацион. поля (см. *Тяготемика*). Ур-ния Эйнштейна в вакууме имеют ясный геом. смысл, описывая римановы пространства. Риччи-тензор к-рых равен нулю. Геом. интерпретацию имеют и мн. Н. у. в квантовой теории поля, в частности *Янга — Миллса поля*.

Локализов. решения Н. у. м. ф. в квантовой теории поля можно рассматривать как точки стационарной фазы при квазиклассич. вычислениях функциональных интегралов, для *Грича функций*, содержащих информацию о спектре масс и сечениях взаимодействия элементарных частиц. Если точкам стационарной фазы соответствуют траектории подбарьерных переходов между топологически неэквивалентными вырожденными состояниями вакуума, классич. Н. у. м. ф. следует рассматривать в майном времени, т. е. не в пространстве Минковского, а в четырёхмерном евклидовом пространстве. Локализов. решения таких ур-ний — четырёхмерные солитоны — получили назв. *инстантонов*.

Ур-ния Янга — Миллса описывают частицы, обладающие *асимптотической свободой*. В двумерном про-

странстве-времени этим же свойством обладает ур-ние *n*-поля:

$$\nabla_{\eta\eta} + n(\nabla_{\eta} n) = 0 \quad (3)$$

(здесь $\xi = x + t$, $\eta = x - t$ — «координаты» переменные). Это ур-ние является частным случаем более общего ур-ния «главного кривального поля»

$$\xi_{\eta\eta} + (\xi_{\eta}^2 g^{-1} g_{\eta\eta} + g_{\eta} g^{-1} \xi_{\eta}^2) / 2 = 0 \quad (4)$$

(здесь g — элемент некр-рой группы Ли). Инстантоновые решения этого ур-ния можно использовать для описания солитонных конфигураций в жидком гелии.

Универсальные модели. В этих моделях проявляется одна из характерных черт теории Н. у. м. ф.: среди огромного их многообразия можно выделить небольшое число ур-ний сравнительно простого вида, к-рые можно использовать как матем. модели различных по своей природе физ. ситуаций. Эти ур-ния играют, в известном смысле, ту же роль, что и классич. ур-ния в частных производных (ур-ние Лапласа, ур-ние диффузии, волновое ур-ние).

К числу таких универсальных моделей относятся *Кортвега* — *де Фриса уравнение*, *Шрёдингера уравнение нелинейное*, *синус-Гордона уравнение*, *Кабошцева — Петвиашвили уравнение*, *Бюргера уравнение*, *Хозлова — Заболотской уравнение* и др. Необходимо отметить еще систему ур-ний «трёх волн»:

$$\begin{aligned} \partial u_0 / \partial t + (v_0 \nabla u_0) &= i u_1 u_2, \\ \partial u_1 / \partial t + (v_1 \nabla u_1) &= i u_0 u_2, \\ \partial u_2 / \partial t + (v_2 \nabla u_2) &= i u_0 u_1, \end{aligned} \quad (5)$$

являющаяся универсальной моделью для описания параметрич. взаимодействий волн в нелинейных средах. Система (5) допускает многочисл. обобщения.

Большое разнообразие встречающихся в физике Н. у. м. ф. затрудняет развитие общих матем. методов их исследования. Лишь для сравнительно немногих Н. у. м. ф. доказаны теоремы существования и единственности, к таким относятся ур-ния Янга — Миллса, ур-ния Навье — Стокса в двумерном случае, ур-ния газовой динамики. Для ур-ний Навье — Стокса в трёхмерном случае теорема единственности решения задачи Коши до сих пор не доказана. Затруднена даже проблема классификации Н. у. м. ф. Часть их попадает под классич. разделение на эллиптич., гиперболич. и параболич. ур-ния, но значит. число важных Н. у. м. ф. (средя них Кортвега — де Фриса ур-ние, Кабошцева — Петвиашвили ур-ние) не могут быть отнесены ни к одному из этих типов. Нек-рую классификацию Н. у. м. ф. можно осуществить на основе физ. соображений. Прежде всего это разделение на стационарные и эволюц. ур-ния. Большинство стационарных ур-ний относится к эллиптич. типу. Среди эволюц. ур-ний, явно содержащих производные по времени, можно выделить консервативные Н. у. м. ф., сохраняющие интеграл энергии, и диссипативные Н. у. м. ф., описывающие «открытые системы», обменивающиеся энергией с «внешним миром». Одним из интересных достижений теории Н. у. м. ф. было обнаружение того факта, что консервативные Н. у. м. ф., как правило, являются гамма-тоновыми системами, хотя явное введение канонич. переменных зачастую оказывается трудной задачей. Установлена гамма-тоновая природа большинства консервативных обобщений ур-ний Эйлера и даже системы ур-ний Власова, описывающих плазму без столкновений. Для гамма-тоновых систем, близких к линейным, развиты методы теории возмущений, позволяющие учитывать нелинейные эффекты и производить статистич. описание решений. Все перечисленные выше универсальные Н. у. м. ф., за исключением Бюргера ур-ния и Хозлова — Заболотской ур-ния, являются гамма-тоновыми.

Точные решения. Для физики важно знать как можно больше точных решений Н. у. м. ф., особенно существенно нелинейных. Простейшие из таких решений можно находить, используя очевидные свойства симметрии Н. у. м. ф., а также отыскивая всевозможные автомодельные подстановки (см. *Автомодельность*). Более тонкие способы вычисления точных решений используют методы теории группы Ли. Пусть Н. у. м. ф. для ф-ции двух переменных $u(x, t)$ имеет вид

$$u_t = F(u, u_x, \dots, u_n), \quad u_k = d^k u / dx^k. \quad (6)$$

Ф-ция $f(u, u_x, \dots, u_n, x, t)$ ваз. с симметрией уравнения (6), если оно совместно с ур-нием $u_x = f(u, u_x, \dots, u_n, x, t)$, где t — новая переменная. Симметрии образуют алгебру Ли относительно скобки Пуассона

$$\{f, h\} = \sum_{k=0}^n \left(\frac{\partial f}{\partial u_k} \frac{\partial h}{\partial x^k} - \frac{\partial h}{\partial u_k} \frac{\partial f}{\partial x^k} \right).$$

По алгебре симметрий Н. у. м. ф. восстанавливают группу Ли — Беклунда непрерывных преобразований, оставляющих Н. у. м. ф. инвариантным. Точные решения Н. у. м. ф. находят как решения, остающиеся инвариантными при действиях из-ли, подгруппы группы Ли — Беклунда. Группа Ли — Беклунда и алгебра симметрий существуют у каждого Н. у. м. ф. В большинстве случаев группа Ли — Беклунда является конечномерной. Существуют, однако, случаи, когда эта группа бесконечномерна, как у всех перечисленных выше универсальных Н. у. м. ф.

Если преобразование из группы Ли — Беклунда оставляет инвариантным функционал действия гамильтонова Н. у. м. ф., то оно имеет интеграл движения — функционал, не зависящий от времени. Интегралы движения образуют алгебру Ли относительно скобок Пуассона, изоморфную нек-рой подалгебре алгебры симметрий.

Перечисленные выше универсальные гамильтоновы Н. у. м. ф. обладают бесконечными наборами независимых интегралов движения. Ур-ния, обладающие этим свойством, несколько условно наз. интегрируемыми, хотя интегрируемость (см. *Гамильтонова система*) доказана лишь для немногих из них. Интегрируемыми являются, в частности, одномерные ур-ния Эйлера (2).

Общий класс интегрируемых Н. у. м. ф. составляют ур-ния, к к-рым применим *обратной задачи рассеяния метод*. Для этих ур-вий, к к-рым относятся, в частности, перечисленные выше универсальные гамильтоновы системы, возможно явное вычисление большого кол-ва точных решений, в т. ч. описывающих солитоны и их взаимодействия. При помощи метода обратной задачи удается вычислять инстантные решения ур-вий Игга — Миллса, а также найти многочисленные точные решения ур-вий Эйнштейна.

Если Н. у. м. ф. не обладает бесконечной группой Ли — Беклунда, возможности его аналитич. исследования сильно ограничены. В ряде случаев можно, используя разложение по набору заданных ф-ций (метод Галеркина), свести его к системе обыкновенных дифференц. ур-вий, к-рую можно изучать качеств. методами, а также интегрировать при помощи ЭВМ. Таким способом удается моделировать не слишком развитую турбулентность, в т. ч. изучать *странные аттракторы*. Наконец, если число независимых переменных, входящих в Н. у. м. ф., не превышает три, оказывается достаточно эффективным их прямое численное решение на ЭВМ.

Лит.: Уизем Дж., *Линейные и нелинейные волны*, пер. с англ., М., 1977; Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; A. P. I. & I. 2. M. J., S. G. & I. H., Solitons and the inverse scattering transform, Phil., 1981; Ибрагимов Н. Х., Группы преобразований в математической физике, М., 1983.

В. Е. Золотов.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ — возникают в результате взаимодействия волн, полей и час-

тици при к-рых не выполняется принцип суперпозиции волн и к-рые описываются с учетом нелинейных слагаемых в ур-ниях кинетики или динамики плазмы в ур-ниях Максвелла. Плазма, в особенности магнитоактивная, — уникальная нелинейная среда, в к-рой нелинейные явления связаны не только с большим числом эл.-магн. волн разл. типов поляризации и пространственно-временных масштабов, но и с существованием резонанса заряд. частиц с волнами и их биениями, а также волновых движений частиц, не приводящих к возбуждению эл.-магн. полей (т. н. моды Ван-Кампена). Это приводит к тому, что в плазме возникают не только практически все нелинейные явления, к-рые характерны для др. нелинейных сред (самофокусировка волн, их укручение, самосжатие пакетов волн, распадная, модуляц. и вырванная неустойчивости, вынужденное комбинац. рассеяние волн, обращение волнового фронта, генерация гармоник, образование солитонов и ударных волн и т. п.), но и явления, отсутствующие в др. средах, такие, как индукцион. рассеяние заряд. частиц, квазилинейная релаксация и слабая турбулентность — эффекты фазовой памяти частиц, приводящие к плазменному эху, нелинейное затухание Ландау (резко отличное от линейного), спателитные неустойчивости волн и т. п. В отличие от нелинейной акустики и нелинейной оптики, Н. я. в п. возникают при достаточно малых амплитудах волн, что позволяет говорить о ней как о среде с резко нелинейными волновыми свойствами. Как и в др. нелинейных волновых средах, в плазме различают два типа нелинейных волновых явлений — ламинарные, с динамически меняющимся или фиксир. фазами волн, и турбулентные, с хаотически меняющимися фазами волн. В ламинарной, или динамич. теории Н. я. в п. особое место занимают периодич. волны, для к-рых обычно характерны три типа взаимод. действий: волна + волна; волна + частица; волна + частица — волна. Два последних типа взаимодействия. Взаимодействие первого типа основано на резонансе трёх волн: биевне, образованное двумя волнами, попадает в резонанс с третьей волной. В этом случае необходимо одновременно выполнение условий как временного резонанса: $\omega_1 = \omega_2 + \omega_3$, так и пространственного: $k_1 = k_2 + k_3$, где ω_i и k_i — соответственно частоты и волновые векторы резонансно взаимодействующих волн. Условие временного резонанса (поможетено к волн) совпадает с условием распада элементарного возбуждения $\mathcal{E}_1(\omega_1, k_1)$ на два других: $\mathcal{E}_2(\omega_2, k_2)$ и $\mathcal{E}_3(\omega_3, k_3)$. Поэтому их часто наз. распадными условиями, а соответствующий процесс — распадным взаимодействием волн.

Второй тип взаимодействия (волна — частица) можно считать почти линейным. Взаимодействием является наиб. сильным, когда частица находится в резонансе с волнами. В плазме без магн. поля условия резонанса частицы, имеющей скорость v , с волной имеют вид: $v = \omega/k$. Такое взаимодействие на примере лентимовских (эл.-статических) волн ведёт к захвату частиц в потенц. ямы волн, следствием чего является *Ландау затухание*.

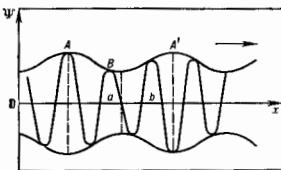
При взаимодействии волна — частица — волна биевне от двух волн попадает в резонанс с частицами $\omega_1 - \omega_2 = (k_1 - k_2)v$ или $v = (\omega_1 - \omega_2)/(k_1 - k_2)$. Часто такое взаимодействие наз. нелинейным затуханием Ландау либо индукцион. рассеянием частиц на волнах.

Кроме явлений взаимодействия волн и частиц в Н. я. в п. относятся также самовоздействие волн; простейшим типом последнего является процесс рождения кратных гармоник. Так, напр., генерация 2-й гармоники возникает за счёт того, что происходит «взаимодействие» волны самой с собой, когда частота биевния есть 2ω , а волновой вектор $2k$. Это биевние может либо поместиться, либо не попасть в резонанс с собств. колебанием плазмы. Условием резонанса биевния с собств. колебанием является $2\omega/2k = \omega(2k)/2k$, где $\omega(2k)$ — частота

совств. колебания плазмы, соответствующего волновому вектору $2k$. Это условие выполняется для т. н. линейных спектров, когда $\omega = kv_0$; в этом случае все кратные гармоники находятся в резонансе с биекскими соответствующей кратности. Для волн конечной амплитуды, относительно слабо затухающих, это приводит к укрупнению первоначально синусоидальных волн, при этом образуются сначала параметрон — ударные волны. Укрупнение волн останавливается лишь выходом на резонанс кратных гармоник. Существует два реал. механизма выхода из резонанса. Первый связан с поглощением энергии волн за счёт вязкости, трения и т. п. Математически в этом случае ω частот гармоник появляется лишняя добавка, приводящая к расстройке резонанса. Нарастание гармоник прекращается, когда подача энергии в гармонику сравняется с её потерей за счёт диссипации. В спектре возникает насыщение, что приводит к установлению конечной ширины фронта ударной волны. Др. механизм, останавливающий рост гармоник, — это нелинейная зависимость частоты от волнового вектора. В плазме такая ситуация довольно часто случается (см. *Волны в плазме*). В этом случае кратные гармоники образуются не резонансно с совств. волнами, а вынужденным образом. Разрыв на фронте не возникает. При опред. условиях волна может двинуться без искажения своей формы. В частности, могут образовываться удельные волны — солитоны.

Волны большой амплитуды в плазме приводят к появлению большой группы параметрич. неустойчивостей, к-рые вызываются резонансным взаимодействием волн и обычно возникают, если амплитуда волн как-либо превышает нек-рый порог. Основная из них — распадная параметрич. неустойчивость — появляется при выполнении распадных условий, связывающих волну накачки ω_1, k_1 с волнами малой амплитуды $\omega_{2,1}, k_{2,1}$ (флукуационными или падающей и рассеянной). При распадном параметрич. неустойчивости, описывающей, в частности, вынужденное комбинац. рассеяние волн, проявляются такие особенности этих процессов, как экспоненциальное (а не линейное) нарастание во времени амплитуды не только рассеянной, но и падающей волн. Это является прямым следствием параметрич. положительной обратной связи рассеянной и падающей волн, распространяющихся на фоне волны накачки. При параметрич. воздействии на плазму мощных волн не только возникает неустойчивость, но и изменяются волновые (дизэлектрич.) свойства плазмы. Изменение дизэлектрич. свойств (показатель преломления) приводит к ряду эффектов самовоздействия, таких, напр., как самофокусировка и самосжатие волновых пакетов. Если под воздействием эл.-магн. волны, распространяющейся в плазме, последняя становится оптически более плотной, то это можно рассматривать как создание самим лучом некой фокусирующей линзы. Если при этом центр ч. часть волн более интенсивна, то плазма под её воздействием имеет большую плотность, следовательно, скорость центр. лучка будет меньше и он будет несомненно отставать от периферии, и лучок волн имеет тенденцию к сходимости к центру — т. н. *самофокусировка* волн. Другим нелинейным самовоздействием волн является самосжатие волнового пакета. Оно возникает в том случае, если имеется нелинейная добавка к частоте $\omega(\mathbf{k}, a) = \omega_0(\mathbf{k}) + \alpha a^2$ [где $\omega_0(\mathbf{k})$ — линейная дисперсия волн, a — амплитуда волн] и групповая скорость $v_{гр}$ зависит от волнового вектора \mathbf{k} . Тогда при $\partial v_{гр} / \partial \mathbf{k} < 0$ возникает т. н. модуляционная неустойчивость. Если $\alpha > 0$, то в областях макс. амплитуд (точки A и A' , рис.) фазовая скорость больше, чем в областях мин. амплитуд (точка B), что означает рост числа волн с приближением к области мин. амплитуд и падение его при удалении от неё, так что если групповая скорость имеет отрицат. производную по \mathbf{k} , то колебания в области a (мин. амплитуд) отстают, а в области b (макс. амплитуд) убегают вперед, тем самым увеличивая рост максимума

амплитуд и углубляя минимум. Это и есть модуляц. неустойчивость. Модуляц. неустойчивость может приводить к т. н. коллапсу волн, когда давление накачки волн в максимуме амплитуд выталкивает частицы в области минимума амплитуд. Явление носит неадомерный характер (см. *Волновой коллапс*).



Развитие модуляционной неустойчивости.

Интересными особенностями обладают Н. я. в п., связанные с фазовой памятью частиц, напр. явление плазменного эха. Суть его состоит в следующем. Возбужденная в к.-л. точке пространства ленгмюновская волна затухает при распространении вследствие затухания Ландау. В любой точке, где первая волна уже затухла, возбуждм на другой частоте другую волну, к-рая также затухает на опред. расстоянии. После затухания первой и второй волн через определенные пространственные интервалы можно наблюдать всплески ВЧ-колебаний на комбинац. частотах, что и наз. плазменным эхом. Появление эха можно пояснить на простом примере. Если в точке $z = 0$ влещ. источник возбуждается электрич. поле с частотой $\omega_1 \gg \omega_0$ (напр., с помощью сетки), то это поле модулирует тепловые потоки частиц так, что ф-ция распределения электронов пропорциональна $\delta f_1 \sim \exp[\pm i\omega_1(t - z/v)]$. Такое распределение электронов создаст электрич. поле лишь в районе $z = 0$ и нуль во всем остальном пространстве. Если в точке $z = d$ стоит аналогичная сетка, модулирующая потоки частиц с другой частотой $\omega_2 \gg \omega_0$, тогда $\delta f_2 \sim \exp[\pm i\omega_2(t - (z - d)/v)]$. Здесь также из-за быстрых осцилляций ф-ция распределения поле всюду, кроме $z = d$, отсутствует. Однако нелинейный отклик ф-ция распределения, который пропорционален $\delta f_1 \delta f_2$, даёт ненулевое поле в точке $z = \omega_2 d / (\omega_2 - \omega_1)$, т. к. здесь зависимость от скорости частиц в экспоненте исчезает. К Н. я. в п., связанным с частицами, промодулированными волнами, относятся также т. н. спутательная неустойчивость, возникающая на биекских частотах волн и частотах колебаний частиц, захваченных в потенциальн. ямы волн. На основе нелинейных взаимодействий частиц и волн разработана теория слабой турбулентности плазмы (см. *Турбулентность плазм*), с помощью к-рой удалось описать явления установления спектра турбулентности, явления переноса, связанные с рассеянием на турбулентных колебаниях плазмы, рассчитать эффективные длины и времена рассеяний. Теория турбулентности плазмы используется для решения важных вопросов, связанных с нагревом и удержанием плазмы в лаб. и космич. условиях.

Лит.: Основы физики плазмы, т. 1—2, М., 1983—84.

В. Н. Орленский.

НЕЛОКАЛЬНАЯ КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ — общее наименование обобщений стандартной (локальной) квантовой теории поля, для к-рых характерно несоблюдение условия микропричинности в области малых расстояний и промежуточн. времени с размерами порядка фундаментальной длины l . (В статье используется система единиц, в к-рой $c = \hbar = 1$.) В большинстве вариантов Н. к. т. п. это достигается нарушением присутнего локальной теории свойства взаимодействия (локальности взаимодействия), требующего совпадения пространственно-временных аргументов взаимодейств-

вующих полей; именно поэтому говорят о «нелокальной» теории поля. Н. к. т. п. смыкается с др. обобщениями локальной теории (содержащими высшие производные полей, инвариантную метрику и т. п.), а также с процедурой регуляризации УФ-расходимостей локальной теории (см. *Регуляризация расходимостей*), основанной на рассмотрении локального взаимодействия как предела «размазанного».

Н. к. т. п. зародился как реакция на расходимость, имея первоначальной целью их устранение [П. Дирак (P. A. M. Dirac), 1934; Г. Ватагин (G. V. Vataghin), 1934]. Позднее интерес к Н. к. т. п. оживился в периоды обострения трудностей локальной теории («нулевикация заряда», перенормируемость слабого взаимодействия и др.), а также при появлении свидетельств сложной внутр. структуры адронов. В более общем плане к разработкам Н. к. т. п. побуждала неудовлетворительность состоянием физ. фундамента локальной теории поля (в частности, невозможностью придать прямой физ. смысл условию микропричинности из-за неадекватности понятия точечного события в релятивистской квантовой физике); возникла даже убежденность в близости новой революции в физике, означающей коренной пересмотр представлений о пространстве-времени «в малом» и появлении новой фундам. физ. константы — элементарной (фундаментальной) длины l . Существовал и определял. практич. интерес к Н. к. т. п., связанный с ведением и планируемыми экспериментами по проверке *квантовой электродинамики* и дисперсионных соотношений (см. *Дисперсионные соотношения метод*); эта теория должна ответить на вопрос, означает ли положит. результат проверки дисперсионных соотношений подтверждение свойства микропричинности, и на др. вопросы подобного типа и дать экспериментаторам рабочие ф-лы, связывающие величину l (или её верх. границу) с данными опыта.

По степени отхода от локальной теории существующие варианты Н. к. т. п. можно разделить на два класса. К первому, «ф и в ч е с к о м у», классу относятся нелокальные схемы, к-рые основаны на нестандартных пространственно-временных представлениях, дающих смысла такие понятия, как поле в определ. точке пространства-времени (или сама такая точка), локальность взаимодействия, микропричинность. Это достигается приданием 4-вектору координаты смысла оператора, компоненты к-рого не коммутируют либо с оператором поля [теория Маркова — Юкавы; М. А. Марков, 1940; Х. Юкава (H. Yukawa), 1958], либо друг с другом (теория квантованного пространства-времени; см. *Квантование пространства-времени*), что приводит к *неопределённости соотношениям* между полем и координатами точки пространства-времени и соответственно между самими этими координатами. К рассматриваемому классу относятся и др. схемы, напр. теория стохастич. пространства-времени, в которой координата имеет свойства случайной величины (а само пространство-время подобно турбулентной среде).

Второй, «ф е н о м е н о л о г и ч е с к и й», класс составляют нелокальные схемы, базирующиеся на обычных представлениях о пространстве-времени. В них нарушение локальности взаимодействия и условия микропричинности осуществляются введением в аппарат теории нек-рых заданных ф-ций координат или импульсов — ϕ о р м ф а к т о р о в, к-рые и ведут к «размазыванию» взаимодействия. В динамич. моделях Н. к. т. п. ф-фактор F вводит в лагранжиан или гамилтониан взаимодействия, «раздвигая» аргументы операторов поля, отнесенных в локальной теории к единой точке пространства-времени. Так, в скалярной теории с трёхчастичным взаимодействием, к-рому отвечает ф-ция действия $g \int d^4x \varphi^2(x)$, переход к Н. к. т. п. осуществляется заменой этой ф-ции выражением

$$g \int d^4x d^4x' d^4x'' F(x, x', x'') \varphi(x) \varphi(x') \varphi(x'') \quad (1)$$

(здесь φ — скалярное поле, x, x', x'' — точки пространства-времени, g — константа связи). В аксиоматич. моделях Н. к. т. п., имеющих дело только с *матрицей рассеяния*, ф-факторы вводятся в её разложение по *нормальным произведениям*, причём каждому члену такого разложения может отвечать свой ф-фактор. Нелокальные схемы 2-го класса не претендуют на описание тех изменений пространственно-временных представлений, к-рые, возможно, произойдут в будущем. Достоинство этих схем помимо простоты состоит в их общности, тем более что мн. специфич. трудности Н. к. т. п. как таковой проявляются уже на феноменологич. уровне, где их и нужно научиться преодолевать. Любой вариант Н. к. т. п. должен удовлетворять ряду общих требований: релятивистской ковариантности (внеури на существование сверхсветовых сигналов внутри области нелокальности), *калыворовичной инвариантности* (для нелокальных теорий *калибровочных полей*), унитарности матрицы рассеяния на пространстве физ. состояний. Специфичны для Н. к. т. п. требования отсутствия расходимостей и м а к р о с к о п и ч е с к о й п р и ч и н н о с т и. Последнее имеет смысл «ослабленной» микропричинности, допускающей существование быстро затухающих акаузальных (причине не обусловленных) воздействий при условии, что они не наблюдаемы из-за неточности событий (актов взаимодействия между полями), т. е. иррелевантных на фоне флуктуаций, порождённых соотношениями неопределённости «координата — импульс» и «время — энергия».

Удовлетворить перечисленным требованиям при построении Н. к. т. п. оказалось нелегко, с каждым из них были связаны серьёзные трудности, возникающие при выходе за рамки локальной теории поля. Эти трудности казались столь непреодолимыми, что породили мнение о принципиальной невозможности создания последовательной Н. к. т. п. Однако спец. анализ трудностей Н. к. т. п. показал, что они не присущи теории органически, а возникают в результате чересчур прямолинейного обобщения аппарата локальной теории. Оказалось, что эквивалентные формулировки локальной теории не равновесны с точки зрения их нелокального обобщения и преодоление трудностей Н. к. т. п. соответствовало правильному выбору исходной формулировки.

Пока нет полной уверенности лишь в выполнении требований макроскопич. причинности. Степень затухания акаузального воздействия тесно связана с аналитич. свойствами фурье-компоненты ф-фактора $F(p)$ (где p — 4-импульс) в комплексной плоскости p^2 . До кон. 1960-х гг. обсуждались лишь ф-факторы, убывающие на большом круге и имеющие особенности при конечном (но большом) $|p^2|$, $|p^2| \rightarrow -l^2$; это отвечает *обобщенным функциям*, принадлежащим к классу умеренного (полиномиального) роста. Соответствующее акаузальное воздействие затухает медленнее экспоненты $\exp[-\text{const} \cdot |(x-x')^2|^{1/2}]$ в области $(x-x')^2 < 0$ [в частности, на рассматриваемом классе ф-ций Н. к. т. п. совпадает с локальной теорией, если потребовать равенства нулю акаузального воздействия в области $(x-x')^2 < -l^2$]. Последующее развитие Н. к. т. п. привело к расширению класса обобщенных ф-ций, что отвечало введению в рассмотрение ф-факторов в виде целых ф-ций p^2 , имеющих особенности лишь на бесконечности (но убывающих в области $p^2 < 0$). Одно из преимуществ таких схем состоит в более быстром затухании акаузальных воздействий. Однако до сих пор не сформулирован количественный критерий макроскопич. причинности, к-рый, будучи выражен на языке физически наблюдаемых величин (волновых пакетов), фиксировал бы допустимую форму акаузального воздействия. Это затрудняет оконч. оценку предлагаемых вариантов Н. к. т. п.

Прогресс теории фундам. взаимодействий, начавшийся на рубеже 60—70-х гг. (создание перенормируемой

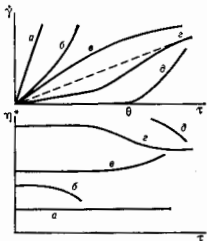
теории электрослабого взаимодействия и квантовой гидродинамики как теории сильного взаимодействия, открытие асимптотической свободы как противоположности «нуллификации заряда», появление первых моделей теории поля без УФ-расходимостей и др.), обеспечивающие многие из мотивов, побуждающих ранее к созданию Н. к. т. п. Существует точка зрения, что в относительно недалекое будущее возникнет единая теория всех взаимодействий природы, имеющая локальную основу [хотя и включающая в качестве осн. элемента протяжённый объект — струну (см. *Струна релятивистская*)].

Вместе с тем считать, что с Н. к. т. п. связан лишь частый историч. интерес, преждевременен. Остаются злободневными аспекты этой теории, относящиеся к планированию и обработке результатов опытов по проверке квантовой электродинамики и дисперсионных соотношений. Ждут решения общие проблемы релятивистской теории измерения, связанные с понятиями точечного события, микропривичности и т. п. Определ. интерес к Н. к. т. п. обусловлен также трудностями квантования гравитации. Аппарат Н. к. т. п. может сделать более ясными некоторые особенности локальной перенормированной теории поля (в частности, смысл *Хага теоремы*). Наконец, особая область применения Н. к. т. п. — феноменология. Описание сильного взаимодействия на больших расстояниях [в частности, конфайнмента (см. *Удержание цвета*): если частица (*кварк*) существует лишь в виртуальном состоянии, то *напряжения перекрёстной симметрии* и, как следствие, — микропривичность. На языке феноменологии. Н. к. т. п. оказывается возможным описать единым образом большой круг фактов, относящихся к низкоэнергетич. физике сильного взаимодействия (входящая в теорию величина Λ играет здесь роль не элементарной длины, а феноменологич. параметра — радиуса конфайнмента).

Получить окончат. ответ на наиб. глубокие вопросы теории строения вещества (правильны ли существующие представления о пространстве-времени, локальны или не локальны фундам. взаимодействия природы и т. п.) ещё предстоит, и этот ответ придёт со стороны будущего прямого эксперимента и астрофиз. или космологич. наблюдений.

Лит.: Марков М. А., Гипероны и К-мезоны, М., 1958; е же ж, Нейтрино, М., 1964; Киржич Д. А., Независимая квантовая теория поля, *Физмат*, 1966, т. 90, с. 129; Блохинцев Д. И., Пространство и время в микромире, 2 изд., М., 1982; Ефимов Г. В., Проблемы квантовой теории пельюнальных взаимодействий, М., 1985. Д. А. Киржич.

НЕОБЪЯТОНОВСКАЯ ЖИДКОСТЬ — вязная жидкость, коэф. вязкости η -рой зависит от приложенного напряжения. В отличие от ньютонской жидкости (рис., а), при простом чистом сдвиге диаграмма зависи-



Кривые текучести $\dot{\gamma}$ — η и зависимости эффективной вязкости η^* от напряжения сдвига τ : а — диаграмма для ньютонской жидкости; б, в — диаграммы для ньютонской жидкости с к-рых η ; г, д — диаграммы для ньютонской жидкости, у к-рой η^* повышается с ростом $\dot{\gamma}$; е — диаграмма для вязкопластичного тела с пределом текучести θ .

мости скорости сдвига $\dot{\gamma}$ приложенного касат. напряжения τ для Н. ж. нелинейна. В отличие от вязкопластич. тела, течение Н. ж. происходит при любых, в т. ч. и при достаточно малых, напряжениях. Эфф. вязкость $\eta^* = \tau/\dot{\gamma}$ Н. ж. в отличие от эфф. вязкости ньютонской жидкости не постоянна, а в каких-то интервалах τ и $\dot{\gamma}$

зависит от приложенного напряжения. Эффект изменения (обычно снижения) эфф. вязкости η^* с ростом скорости сдвига $\dot{\gamma}$ наз. аномалией вязкости. В общем случае изотропной тензорно-линейной жидкости зависимость между девиатором напряжений τ и скоростей деформации D записывается в виде $\tau(D) = \varphi_1 D + \varphi_2 D^2$, где φ_1 и φ_2 — скалярные ф-ции трёх кл. инвариантов тензора скоростей деформации. Для ньютонской жидкости $\varphi_1 = 2\eta$ (η — коэф. вязкости), $\varphi_2 = 0$. В отличие от общих вязкоупругих жидкостей (вследств. сред. или сред. с памятью) поведение Н. ж. в текущий момент времени не зависит от предшествующей истории напряжённо-деформированного состояния. В этом проявляется отличие свойств Н. ж. от тиксотропных и реопексных жидкостей, у к-рых соответственно эфф. вязкость понижается или повышается в процессе механич. воздействия на систему. Свойствами Н. ж. обладают структурированные дисперсные системы (суспензии, эмульсии), растворы и расплавы некоторых полимеров, течения глин, шламов и др.

Лит.: Удлинсон У. Л., Ньютоновские жидкости, пер. с англ., М., 1964; Рейнер М., Реология, пер. с англ., М., 1965; Шульцман З. П., Беседы о реологии, Минск, 1978; Астафитов Д. Ж., Маричичи Д. Ж., Основы гидромеханики ньютонских жидкостей, пер. с англ., М., 1978; Библик Е. Е., Реология дисперсных систем, Л., 1981.

И. И. Малинин.

НЕОБРАТИМЫЙ ПРОЦЕСС — физ. процесс, к-рый может самопроизвольно протекать только в одном определённом направлении. К Н. п. относятся: диффузия, теплопроводность, вязкое течение, электропроводность и др. процессы, при к-рых происходит направленный пространственный перенос вещества, энергии, импульса или заряда. Релаксац. процессы и хим. реакции также являются Н. п. Все Н. п. неравновесны. Они изучаются с макроскопич. точки зрения в *термодинамике неравновесных процессов*. Классич. термодинамика устанавливает для них лишь неравенства, к-рые указывают их возможное направление. С микроскопич. точки зрения Н. п. изучаются в *кинетике физической* методами неравновесной статистич. механики. Систему, в к-рой произошли Н. п., нельзя вернуть в исходное состояние без того, чтобы в окружающей среде не осталось к. л. изменений. В замкнутых системах Н. п. всегда сопровождаются возрастанием энтропии, что является критерием Н. п. Согласно второму началу термодинамики, изменение энтропии δS связано с передаваемым $\delta Q < T\delta S$, где T — абс. темп-ра. Возрастание энтропии системы в результате Н. п. в единицу времени и единице объёма описывается локальным производством энтропии σ . Для Н. п. всегда $\sigma > 0$. В открытых системах, к-рые могут обмениваться энергией или веществом с окружающей средой, при Н. п. энтропия системы, складывающаяся из полного производства её в системе и изменения из-за вытекания (или втекания) через поверхность системы, может оставаться постоянной или даже убывать. Однако во всех случаях производство энтропии в системе остаётся положительным.

Статистич. теория Н. п. строится на основе представления о молекулярном строении вещества. Возникновение статистич. теории Н. п. связано с работами Р. Клаузиуса (R. Clausius, 1857), Л. Больцмана (L. Boltzmann, 1866), Дж. Максвелла (J. Maxwell, 1867) по кинетик. теории газов.

В общей теории Н. п. исходят из *Лиувилля уравнения* для ф-ции распределения f по координатам и импульсам всех частиц системы и для статистич. оператора ρ . Эти ур-ния обратны во времени, поэтому возникает вопрос, каким образом из обратимых ур-ний можно получить необратимые ур-ния диффузии, теплопроводности или гидродинамики вязкой жидкости. Это кажущееся противоречие можно объяснить тем, что необратимые ур-ния не являются следствием одних лишь ур-ний механики (классич. или квантовой), а требуют дополнит. предположений вероятностного ха-

рактера, к-рые можно сформулировать в виде граничных условий для f или r . При этом из двух возможных решений ур-ния Луивилля (запаздывающего и опережающего) отбрасывается лишь запаздывающее решение, к-рое соответствует возрастанию энтропии. Из ур-ния Луивилля с граничным условием можно найти неравновесный статистич. оператор. Ур-ния теплопроводности и гидродинамики вязкой жидкости получаются при усреднении ур-ний движения для плотности энергии и плотности импульса с неравновесным статистич. оператором. В этих ур-ниях коэф. теплопроводности оказываются выраженным через временные корреляц. ф-ции потоков тепла, а вязкость — через временные корреляц. ф-ции потоков импульса с помощью Грина — Кубо формул.

Лит. см. при ст. Термодинамика неравновесных процессов в Кинетика физических.

Д. Н. Зубарев.

НЕОБИКНОВЕННЫЙ ЛУЧ — см. Кристаллооптика.

НЕОДИМ (Neodimium), Nd, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 60, ат. масса 144,24, относится к лантаноидам. В природе представлен 7 изотопами с массовыми числами 142—146, 148, 150, среди к-рых преобладает ^{142}Nd (27,13%) и ^{144}Nd (23,80%). Изотопы ^{144}Nd и ^{145}Nd слабо радиоактивны, значения $T_{1/2}$ для них равны соответственно $2,1 \cdot 10^{15}$ и ст. $6 \cdot 10^{16}$ лет. Электронная конфигурация внешних оболочек $4s^2 3p^6 4d^9 4f^5 5s^2 5p^6 6s^2$. Энергии последоват. ионизации равны 5,49; 10,72; 22,1; 40,4 эВ. Металлич. радиус 0,182 нм, радиус иона Nd^{3+} 0,099 нм. Значение электростриктельности 1,07.

Н. — серебристо-белый металл. При темп-рах от комнатной до 885 °C устойчив α -Nd, к-рый имеет двойную гексагональную плотную упаковку с параметрами кристаллич. структуры $a = 0,36579$ и $c = 1,17992$ нм. При 885 °C α -Nd переходит в β -Nd с объёмноцентриров. кубич. структурой с параметром $a = 0,413$ нм. Плотность α -Nd 7,007 г/см³, $t_{\text{пл}} = 1024$ °C, $t_{\text{кип}} = 3030$ —3080 °C, теплота плавления 7,15 кДж/моль, теплота испарения 274,7 кДж/моль. Коэф. теплопроводности (при темп-рах 26—30 °C) 13 Вт/(м·K), температурный коэф. линейного расширения $6,7 \cdot 10^{-6}$ град⁻¹. Уд. сопротивление α -Nd $64,3 \times 10^{-8}$ мкОм·м, температурный коэф. электрич. сопротивления $1,64 \cdot 10^{-3}$ град⁻¹. Н. парамагнетик, магн. восприимчивость $39,2 \cdot 10^{-6}$. Модуль норм. упругости 38 ГПа, модуль сдвига 14,5 ГПа, предел прочности 136 МПа, твёрдость по Бринеллю 314 МПа (для Nd чистой 99%). В соединениях проявляет степень окисления +3, по хим. свойствам сходен с др. лантаноидами. Металлич. Н. применяется в металлургии как компонент шихтметалла (сплав редкоземельных элементов). Оксид Nd_2O_3 входит в оптич. стёкла. Н. служит активатором в лазерных материалах. В качестве радиокт. индикатора обычно используют β -радиоактивный ^{147}Nd ($T_{1/2} = 10,98$ сут).

С. С. Верюжова.

НЕОДИМОВЫЙ ЛАЗЕР — лазер, генерирующий оптич. излучение за счёт квантовых переходов между энергетич. состояниями трёхвалентных ионов Nd^{3+} , помещённых в конденсир. среду (матрицу), напр. диэлектрич. кристаллы и стёкла, полупроводники, металлоорганич. или неорганич. жидкости. Концентрация Nd^{3+} , вводимых в матрицу, ограничена эффектом концентрации, тушения люминесценции и обычно ~ 1 — 3×10^{20} см⁻³. В нек-рых кристаллах и стёклах этот эффект ослаблен и концентрация $\sim 10^{21}$ см⁻³. Наиб. перспективные фосфатные и силикатные стёкла (см. Лазерные стёкла), кристаллы иттрий-алюминиевого граната (ИАГ) и гадолиний-скандий-галлиевого граната (ГСГГ). Ионы Nd^{3+} — наиб. распространённые рабочие частицы твёрдотельных лазеров. Они легко активируют мп. матрицы. Накачка переводит ионы Nd^{3+} из осн. состояния $4f_{7/2}$ в виск. относительно узких полос, играющих роль верх. уровня. Эти полосы образованы рядом перекрывающихся возбуждённых состояний, их

положения и пирины несколько меняются от матрицы к матрице. Из полос накачки осуществляется быстрая передача энергии возбуждения на метастабильный уровень $4F_{3/2}$ (рис. 1). Возружения этого уровня составляет 0,2 мс в ИАГ и 0,7 мс в стекле. Наб. вероятность обладает лазерный переход $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ ($\lambda = 1,06$ мкм).

Энергетическая щель между состояниями $4I_{11/2}$ и $4I_{9/2}$, равная 2000 см⁻¹, обеспечивает четырёхуровневый характер генерации Н. л. Чем ближе к уровню $4F_{3/2}$ расположенный уровень поглощения, тем выше

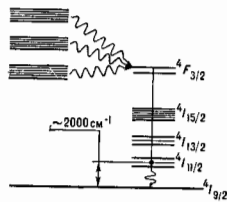


Рис. 1. Уровни энергии иона неодида.

в стёклах из-за неоднородности локальных электроств. полей линия люминесценции 1,06 мкм сильно уширена (до $\Delta\lambda \approx 30$ нм; неоднородное уширение). В кристаллах ИАГ однородное уширение составляет примерно 0,7 нм. Сильное неоднородное уширение приводит к тому, что неодимовое стекло имеет меньшее усиление, а соответствующие лазеры — более богатую структуру, чем гранат, активированный неодимом. Вместе с тем стекло допускает большее (до 6%) введение активных центров. В литий-лантан-фосфатных стёклах допустимо почти полное замещение лития неодимом, приводящее к концентрации ионов Nd^{3+} , превышающей $(2$ — $3) \cdot 10^{21}$ см⁻³. Кристаллы ИАГ активируются до концентрации 1,5% в стехиометрич. замещении иона Y^{3+} на Nd^{3+} .

Обычно область применения Н. л. на гранате и стекле существенно различна. В силу большей теплопроводности и однородности гранатовые лазеры легко работают в непрерывном и импульсно-периодич. режимах. Достигнуты ср. мощности $\sim 10^8$ Вт. Неодимовое стекло в силу больших объёмов и более высокой концентрации активатора хорошо накапливает энергию. Поэтому именно стекло служит активной средой импульсных лазеров высокой энергии. Достигнуты значения импульсной энергии в десятки кДж.

В случаях, когда существенно высокое качество излучения, используется схема задающего генератор — усилитель мощности. В этой схеме задающим генератором является часто гранатовый лазер, а усилителем мощности (или конечным каскадом усиления мощности) — лазер на неодимовом стекле.

Н. л. работают в широком диапазоне режимов генерации, от непрерывного до существенно импульсного с длительностью, достигающей 0,5 пс. Последняя достигается методом синхронизации мод в широкой линии усиления, характерной для лазерных стёкол.

При создании Н. л. реализованы все характерные методы управления параметрами лазерного излучения, разработанные квантовой электроникой. В дополнение к т. н. свободной генерации, продолжающейся в течение практически всего времени существования импульса накачки, широкое распространение получили режимы включаемой (модулированной) добротности и синхронизации (самосинхронизации) мод.

В режиме свободной генерации длительность импульсов излучения составляет 0,1—10 мс, энергия излучения в схемах усиления мощности достигает многих кДж. Характерная длительность импульсов включаемой добротности составляет ок. 10 нс при использовании для модуляции добротности эл.-оптич. устройств. На рис. 2 приведена схема Н. л. с модулиров. добротностью. Характерная энергия лазерного генератора такого типа составляет ~ 1 —2 Дж.

Дальнейшее укорочение импульсов генерации достигается применением просветляющих фильтров как

для модуляции добротности (0,1—40 нс), так и для синхронизации мод (1—10 пс). Схема лазера с самосинхронизацией мод для генерации импульсов пикосекундной длительности с помощью насыща-

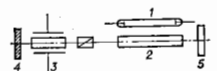


Рис. 2. Схема лазера с модуляцией добротности: 1 — синхронизирующий мод (обозначения те же, что и на рис. 2). Насыщающий фильтр 6 расположен около глухого зеркала 4.

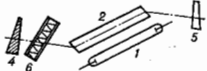


Рис. 3. Схема лазера с самосинхронизацией мод (обозначения те же, что и на рис. 2). Насыщающий фильтр 6 расположен около глухого зеркала 4.

щегося фильтра приведена на рис. 3. Для того чтобы резонатор лазера обладал только одним четким выраженным периодом межмодовых битений, грани оптич. элементов этой схемы слегка отклонены от нормали к оптич. оси резонатора, а входной и выходной торцы активного элемента расположены под углом Брюстера к этой оси. Длины волн излучения Н. л. $\lambda = 1,8; 1,3; 1,06; 0,9$ мкм. Области применения Н. л.: технология, медицина, метеорология, дальнометрия, лазерный термометрический синтез, физ. исследование.

Лит. см. при ст. *Твердотельный лазер*. Н. В. Карлов
НЕОН (Neon), Ne, — хим. элемент VIII группы периодич. системы элементов, ат. номер 10, ат. масса 20,179, относится к *инертным газам*. Природный Н. состоит из трёх стабильных изотопов: ^{20}Ne (90,51%), ^{21}Ne (0,27%) и ^{22}Ne (9,22%). Атомный радиус 0,160 нм. Электронная конфигурация веш. оболочки $2s^2 2p^6$. Энергии последств. ионизации равны 21,564; 41,08; 63; 97; 126,3 эВ.

Н. — газ без цвета и запаха, состоит из одноатомных молекул. При нормальных условиях плотность 899,94 г/дм³, $t_{пл} = -248,52^\circ\text{C}$, $t_{кип} = -245,93^\circ\text{C}$. Плотность жидкого Н. (при $t_{кип}$) 1,207 кг/дм³, твёрдого Н. — 1,4394—1,5073 кг/дм³. Критич. параметры: темп-ра 44,6 К, давление 2,654 МПа, плотность 484 г/дм³. Тройная точка: $t = 27,8$ К, $p = 31,86$ МПа. Твёрдый Н. имеет кубич. гранецентриров. кристаллич. структуру с параметром $a = 0,44620$ нм (10 К). Темп-ра Дебая 74,6 К. Теплота плавления 335,4 Дж/моль, теплота испарения (при $t_{кип}$) 1,733 кДж/моль, теплота сублимации 1,875 кДж/моль (0 К). Теплопроводность 46,8 $\times 10^{-9}$ Вт/(м·К) (0 °С), теплоёмкость 20,8 Дж/(моль·К), вязкость 31,38 мкПа·с (при нормальном давлении и 20 °С). При 25 °С в 1 л воды растворяется 11,6 см³ Ne.

В хим. реакции Н. не вступает. Его применяют в газоразрядных трубах, газосветильных индикаторах и сигнальных лампах (красное свечение). Жидкий Н. применяют как хладагент в криогенной технике. Нуклиды ^{22}Ne использовали при осуществлении ядерных реакций с целью получения сверхтяжёлых элементов ($\text{№ } 102, 104$ и др.).

С. С. Вердосов.
НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ СООТНОШЕНИЯ — фундаментальные соотношения квантовой механики, устанавливающие предел точности одномомер. определения канонически-сопряжённых динамических переменных, характеризующих квантовую систему: координата — импульс, действие — угол и т. д. Математически Н. с. имеет вид неравенства, напр.

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (1)$$

где Δx и Δp_x — неопределённости значений координаты x и сопряжённой ей компоненты p_x импульса p (аналогичные соотношения справедливы и для пар др. компонент координаты и импульса: $y, p_y; z, p_z$).

Н. с. были установлены В. Гейзенбергом (W. Heisenberg) в 1927 при анализе мысленного эксперимента по

измерению координаты квантового объекта с помощью «гамма-микроскопа» [1]. В 1929 Х. П. Робертсон (Н. Р. Robertson) показал, что Н. с.

$$\Delta x^2 \Delta p_x^2 \geq \left| \frac{\hat{x} \hat{p}_x - \hat{p}_x \hat{x}}{2} \right|^2 = \frac{\hbar^2}{4} \quad (2)$$

являются следствием коммутат. соотношений (см. *Перестановочные соотношения*) $[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar$ между операторами \hat{x} и \hat{p}_x соответствующих физ. величин, причём Δx и Δp_x в (1) определяются как среднеквадратичные отклонения:

$$\Delta x^2 = (\overline{\hat{x}^2} - \overline{\hat{x}})^2, \quad \Delta p_x^2 = (\overline{\hat{p}_x^2} - \overline{\hat{p}_x})^2, \quad (3)$$

где чертой обозначены средние от операторов, определяемые Ф-лой

$$\bar{A} = \int \psi^* \hat{A} \psi dV \quad (4)$$

(ψ — волновая функция состояния, интегрирование производится по всему объёму, где $\psi \neq 0$; звёздочкой помечено комплексное сопряжение). Он же доказал, что равенство в Н. с. достигается только для квантовых состояний, k -рые описываются т. н. гауссовыми волновыми пакетами (см. *Когерентные состояния*). Э. Шрёдингер (E. Schrödinger) предложил более общую Ф-лу в случае т. н. коррелиров. состояний [2], для k -рых

$$\Delta x^2 \Delta p_x^2 \geq \left| \frac{\hat{x} \hat{p}_x - \hat{p}_x \hat{x}}{2} \right|^2 + \left| \frac{\hat{x} \hat{p}_x + \hat{p}_x \hat{x}}{2} - \overline{\hat{x}} \overline{\hat{p}_x} \right|^2. \quad (5)$$

Если ввести коэф. корреляции r^2 , равный отношению второго члена правой части к произведению $\Delta x^2 \Delta p_x^2$, то Н. с. (5) примет вид

$$\Delta x^2 \Delta p_x^2 \geq \frac{\hbar^2}{4(1-r^2)}, \quad (6)$$

т. е. для сильно коррелированных состояний ($r \sim 1$) «эфф. постоянная Планка» $\hbar/\sqrt{1-r^2}$ может существенно превышать величину \hbar .

Соотношения типа (1) имеют место для любых физ. величин (f, g), k -рым соответствует некоммутующие эрмитовы операторы. Если коммутатор $[\hat{f}, \hat{g}] = i\hbar c$ (где c — эрмитов оператор), то Н. с. приобретают вид

$$\Delta f^2 \Delta g^2 \geq \frac{\hbar^2}{4} \left| \frac{c}{\hbar} \right|^2 \quad (7)$$

(\hbar -ный для коррелиров. состояний модифицируется аналогично (6)). В частности, для проекций угл. момента $[\hat{L}_x, \hat{L}_y] = i\hbar L_z$, и поэтому $\Delta L_x^2 \Delta L_y^2 = (\hbar^2/4) L_z^2$.

Среди физ. толкований Н. с. можно выделить по крайней мере три уровня, k -рым в англоязычной литературе соответствуют три явл. термина: uncertainty, indeterminateness, indeterminacy. Наиб. часто, особенно в упрощённых изложениях принципов квантовой механики, Н. с. (uncertainty relations) трактуют как ограничение на экспериментально достижимую точность измерения характеристик квантовых объектов, обусловленное неадекватностью классич. приборов целям квантовых измерений.

Др. толкование (indeterminateness) исходит из предпосылки, что Н. с. есть следствие свойства квантовых объектов, внутренне присущих им, независимо от несовершенства конкретных реализаций эскерим. установок, предназначенных для измерения этих свойств. Таким внутр. свойством является *корпускулярно-волновой дуализм* квантовых объектов, т. е. неразделимое сочетание волновых и корпускулярных свойств, равно необходимых для их полного описания. С этой точки зрения, аналогии Н. с. были хорошо известны, напр. в акустике и оптике, задолго до создания квантовой механики. Так, для пучка излучения протяжённостью Δz , представляющего собой волновой пакет с волновыми

числения, декамици в интервале Δk , справедливы соотношения

$$\Delta x \cdot \Delta k \approx 1, \quad (8)$$

к-рые с учётом квантового соотношения де Бройля $p = \hbar k$ эквивалентны Н. с. (1).

Второе толкование Н. с. значительно шире и плодотворнее первого, поскольку оно представляет собой не частное утверждение о границах уточнения характеристик квантовых объектов, а гораздо более общий принцип неопределённости. Этот принцип по существу является предпосылкой статистической интерпретации квантовой механики и важнейшим примером *дополнительности принципа Бора* (для этого расширит. толкования Н. с. часто используют термин indeterminacy). С точки зрения этого более общего принципа, Н. с. трактуются как способ сохранить классич. понятия для описания квантовых систем путём взаимного ограничения области их совместной применимости.

Н. с. для энергии \mathcal{E} и времени t по форме совпадает с (1):

$$\Delta \mathcal{E} \Delta t \approx \hbar, \quad (9)$$

однако их толкование отличается от интерпретации соотношения (1). Обычно Н. с. (9) трактуются как невозможность точного определения энергии квантовой системы ($\Delta \mathcal{E} = 0$) за ограниченный интервал времени Δt . В качестве иллюстрации Н. с. для пары \mathcal{E} и t Н. Бор (N. Bohr) обращал внимание на невозможность определить понятие монохроматич. волны в данный момент времени.

Другая трактовка Н. с. (9) тесно связана с понятием квазистационарного состояния. В этом случае $\Delta \mathcal{E}$ — неопределённость значения, к-рое приобретает энергия \mathcal{E} , рассматриваемая как динамическая характеристика квантовой системы, изменяющаяся во времени, а Δt — интервал времени, характеризующий эволюцию \mathcal{E} в интервале значений $\Delta \mathcal{E}$. Для возбуждённых квантовых систем (напр., атома или молекулы) неопределённость энергии состояния $\Delta \mathcal{E}$ (естеств. ширина уровня) непосредственно связана с его временем жизни τ с помощью Н. с. (9). (Это утверждение строго следует из теоремы Фока и Крылова [3].)

Благодаря существованию Н. с. (9) возможны виртуальные переходы, происходящие с нарушением 2-го постулата Бора, т. е. с энергиями $\mathcal{E} \neq \mathcal{E}_{ij} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j$, где \mathcal{E}_i и \mathcal{E}_j — энергии начального (i) и конечного (j) состояний квантовой системы. При этом время жизни квантовой системы Δt определяется из соотношения (9), в к-ром $\Delta \mathcal{E} = |\mathcal{E} - \mathcal{E}_{ij}|$. Виртуальные переходы могут происходить как с недостатком ($\Delta \mathcal{E} < 0$), так и с избытком ($\Delta \mathcal{E} > 0$) энергии \mathcal{E} по сравнению с энергией идеального перехода \mathcal{E}_{ij} , причём это имеет место как при испускании, так и при поглощении энергии квантовой системой. В частности, эта энергия может поглощаться и испускаться в виде фотонов. В этом случае виртуальное поглощение или испускание фотонов лежит в основе *многофотонных процессов* (напр., *многофотонной ионизации*) в квантовых системах.

Н. с. являются не только важной составной частью понятийного базиса квантовой механики, но они дают также способ для простых оценок количественных характеристик квантовых систем. Напр., исходя из известных размеров атома водорода, $a = \hbar^2/mc^2$, и соотношения (1), можно оценить характерную скорость атомного электрона в осн. состоянии: $v \geq \Delta p/m \approx \hbar/ma \sim e^2/\hbar$, т. е. $v/c \approx e^2/\hbar c \approx 1/137$ (m и e — масса и заряд электрона).

Для ограниченных в объёме квантовых систем из Н. с. следует также существование энергии нулевых колебаний систем (см. *Нулевая энергия, Нулевые колебания*).

Лит.: 1) Джеммер М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1985; 2) Додоио в В. В., Манинко В. И., Инварианты и эволюция нестационарных квантовых систем, «Группы ФИАН», 1987, т. 183; 3) Крылов Н. С.,

Фок В. А., О двух основных толкованиях соотношения неопределённости для энергии и времени, «ЖЭТФ», 1947, т. 17, с. 93; 4) Манин В. И. и М. И. Лекция по оптике, теории относительности и квантовой механике, М., 1972. Л. И. Пономарёв, НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ — совокупность приёмов и методов матем. статистики, основанных на непараметрич. представлении ф-ции распределения. Н. м. особенно эффективны в задачах анализа эксперим. данных на стадии разведочного анализа (см. *Анализ данных*), они имеют преимущество перед параметрич. методами, т. к. используют лишь непрерывные ф-ции распределения. В эксперим. физике Н. м. применяются для оценивания плотности вероятности и проверки *статистических гипотез*.

Оценивание плотности вероятности. Пусть имеется ряд наблюдений $\{x_i\}$, $i = 1, \dots, N$, т. е. последовательность независимых, одинаково распределённых случайных величин с неизвестной ф-цией плотности вероятности $p(x)$, и требуется построить непараметрич. оценку $\hat{p}_N(x) = f_N(x_1, \dots, x_N)$ для $p(x)$. Обычно применяемый метод непараметрич. оценивания — построение *гистограмм*. Числовую ось, на к-рой определены x_i , делят на ряд областей r_j , $j = 1, \dots, K$, а $\hat{p}_N(x)$ задают константой \hat{p}_j в каждой области r_j , причём

$$\hat{p}_j = k(N) \sum_{i=1}^N \delta_j(x_i),$$

где $k(N)$ — коэф. нормировки, $\delta_j(x)$ — индикаторная ф-ция каждой области r_j :

$$\delta_j(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x \in r_j, \\ 0, & \text{если } x \notin r_j. \end{cases}$$

Тогда оценка плотности вероятности определяется выражением

$$\hat{p}_N(x) = N^{-1} \sum_{j=1}^K \sum_{i=1}^N \delta_j(x_i) \delta_j(x).$$

Если на отрезке числовой оси, на к-ром определён ряд наблюдений $\{x_i\}$, $i = 1, \dots, N$, задать набор ортогональных ф-ций $\{\psi_j(x)\}$, $j = 1, \dots, M$,

$$\int dx \psi_j(x) \psi_l(x) = \delta_{jl},$$

δ_{jl} — символ Кронекера, то с помощью этого набора также можно определить непараметрич. оценку ф-ции плотности вероятности $p(x)$:

$$\hat{p}_N(x) = \sum_{j=1}^M C_j^N \psi_j(x),$$

где

$$C_j^N = N^{-1} \sum_{i=1}^N \psi_j(x_i).$$

Хотя эти методы довольно популярны и просты, результаты являются несостоятельными оценками, т. е. при $N \rightarrow \infty$ они не стремятся к $p(x)$.

Из состоятельных Н. м. оценивания ф-ции плотности вероятности следует отметить метод ближайших соседей. Пусть имеются случайные числа $x_1 \leq x_2 \leq \dots \leq x_N$ и надо оценить их плотность вероятности в точке x . Задают целое число R ($1 < R < N$) и находят такой отрезок с центром в точке x , чтобы он содержал R чисел x_i . Тогда оценкой плотности вероятности в точке x будет $\hat{p}(x) = R/Nh$, где h — длина найденного отрезка. В отличие от метода гистограмм, плотность вероятности здесь оценивают не по разному кол-ву случайных чисел, попадавших в неперекрывающиеся отрезки фиксирован. длины, а по фиксиров. кол-ву случайных чисел, попадавших в неперекрывающиеся отрезки разн. длины. Ошибка оценки в этом методе

равна $\delta \sim \hat{p}(x)/R$, т. е. относит. ошибка $\delta/\hat{p}(x)$ постоянна и не зависит от x (если только x не слишком близко к x_1 или x_N), в отличие от оценки по гистограмме.

Проверка гипотез. При параметрич. проверке гипотез предполагают, что плотность распределения $p(x)$ является членом параметризов. семейства $p(x|\alpha)$. Задача состоит в том, чтобы принять или отвергнуть гипотезу, что α имеет заранее известное значение, или выбрать значение из нескольких возможных значений.

При непараметрич. проверке гипотез ф-ция распределения этих гипотез не принадлежит параметрич. семейству. Для них предполагают выполненными лишь качественные свойства типа непрерывности и т. п., поэтому усложняется выбор критерия проверки гипотезы.

Обычно непараметрич. проверку гипотез используют в след. задачах: 1) имеется набор независимых случайных величин $\{x_n\}$, $n = 1, \dots, N$ с неизвестной ф-цией распределения $F(x)$, нужно проверить гипотезу $H_0: F(x) = F_0(x)$, где $F_0(x)$ — некая заданная ф-ция распределения (задача сравнения результатов эксперимента с теоретич. моделью); 2) имеются два набора независимых случайных величин $\{x_n\}$, $n = 1, \dots, N$ и $\{y_m\}$, $m = 1, \dots, M$ с ф-циями распределения $F(x)$ и $G(x)$, нужно проверить гипотезу $H_0: F(x) = G(x)$.

При гистограммном способе представления данных обычно используют следующие статистические критерии проверки гипотез. Пусть N случайных величин x_n сгруппированы в гистограмму с K ячейками и в ячейку с номером i попали n_i величин x_n . Согласно гипотезе H_0 можно вычислить вероятность p_i попадания величин x в ячейку с номером i . В качестве проверочных статистик используют отношения правдоподобия

$$\lambda = N^N \prod_{i=1}^K (p_i/n_i)^{n_i}$$

и статистику Пирсона

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^{K-1} (v_{ij} - N p_{ij}) D_{ij}^{-1} (n_{ij} - N p_{ij}),$$

где D_{ij} — ковариационная матрица для n_i . Независимо от вида F_0 оказывается, что $-2 \ln \lambda$ и χ^2 при $N \rightarrow \infty$ распределены согласно χ^2 -распределению с числом степеней свободы $K - 1$. Поэтому можно вычислить критич. значения $-2 \ln \lambda$ и χ^2 по заданной вероятности α того, что при справедливости гипотезы H_0 эти критич. значения могут быть превышены. Следовательно, если реализовавшиеся значения превышают критические, можно отвергнуть гипотезу H_0 .

Более эффективными являются критерии, использующие в качестве проверочных статистик разл. «расстояния» между эксперим. (выборочной) ф-цией распределения $F_N(x)$ и ф-цией $F_0(x)$. Выборочную ф-цию распределения определяют след. образом:

$$F_N(x) = \begin{cases} 0, & x < x_1, \\ n/N, & x_1 \leq x < x_{n+1}, \\ 1, & x > x_N. \end{cases}$$

Критерий Смирнова основан на проверочной статистике

$$NW^2 = N \int dx f(x) [F_N(x) - F_0(x)]^2,$$

где $f(x)$ — плотность ф-ции распределения $F_0(x)$, а критерий Колмогорова — на статистике

$$\sqrt{N} D_N = \sqrt{N} \max |F_N(x) - F_0(x)|.$$

Используют и др. критерии.

Лит.: Волькенелл Л. Н., Смирнов Н. В., Таблицы статистической статистики, 3 изд., М., 1983; Кендалл М. Стьюдент А., Статистические выводы и связи, пер. с англ., М., 1973; Статистические методы в экспериментальной физике,

пер. с англ., М., 1976; Тюрин Ю. Н., Непараметрические методы статистики, М., 1978. В. П. Игнатов, С. В. Каменко. НЕПЕР (Нп, Нр) — единица логарифмич. относит. величин (натурального логарифма отношения двух одноименных физ. величин). Названа в честь Дж. Непера (J. Napier). $1 \text{ Нп} = \ln |F_2/F_1|$ при $F_2/F_1 = e \approx 2,718$, где F_1 и F_2 — значения электрич. напряжения, силы тока, давления и др. силовых величин. Для энергетич. величин $1 \text{ Нп} = 0,5 \ln |P_2/P_1|$ при $P_2/P_1 = e^2$, где P_1, P_2 — электрич. мощность, плотность энергии и т. п. Н. применяется в осн. для измерения ослабления (затухания) электрич. сигналов в линиях связи. Ослабление силы тока на 1 Нп соответствует его уменьшению в e раз, а ослабление электрич. мощности на 1 Нп соответствует e^2 уменьшению в e^2 (7,39) раз. $1 \text{ Нп} = 0,8686 \text{ бел} = 8,686 \text{ децибел}$.

НЕПЕРНОРМИРУЕМЫЕ КВАПТОВЫЕ ТЕОРИИ

ПОЛЯ — теории, в к-рых при обычных методах перенормировки (в рамках теории возмущений) количество контрольных, вводимых для компенсации расходимостей, возрастает с каждым новым порядком теории возмущений. Такие теории содержат бесконечное число неопределенных параметров, не устранимых с помощью переопределения конечного числа наблюдаемых физ. величин (таких, как заряд и масса частиц). В Н. к. т. п. существует бесконечное число разл. типов примитивно расходящихся («скелетных») фейнмановских диаграмм, тогда как в квантовой электродинамике, являющейся перенормируемой теорией, таких диаграмм только три: однопетельные графика, отвечающие собств. энергии фотона и электрона, и однопетельная поправка к трёхточечной вершинной ф-ции (см. *Фейнмановские диаграммы*). В перенормируемой квантовой гравитации каждая n -точечная гравитат. вершина в однопетельном приближении содержит свою примитивно расходящуюся диаграмму.

Условимся называть перенормируемыми такие классы взаимодействий, к-рые при квантовании в рамках теории возмущений приводят к Н. к. т. п. Часто указанием на перенормируемость соответствующего взаимодействия является отрицательная (в единицах массы) размерность константы взаимодействия (константы связи) в системе единиц, в к-рой $\hbar = c = 1$, перенормируемы взаимодействия, содержащие константы связи $\lambda \sim [M^c]$, где $a < 0$, M — величина размерности массы. Возможны исключения из этого правила, если теория содержит неск. взаимодействий и возникает сокращение расходящихся вкладов от каждого из них. Такая ситуация реализуется в нек-рых суперсимметричных теориях (см. *Суперсимметрия*). В соответствии с указанным критерием, вообще говоря, перенормируемы в четырёхмерном пространстве-времени взаимодействия скалярных полей ф типа $\lambda \varphi^N$ при $N \geq 5$, четырёхфермионные взаимодействия типа $\lambda \psi\psi\psi\psi$, трилинейные бозон-фермионные взаимодействия с производными типа $\lambda \bar{\psi}\gamma_\mu\psi\partial_\mu\Phi$ (где ψ, Φ — фермионное и бозонное поле, черта над ψ означает дираковское сопряжение; $\partial_\mu \equiv \partial/\partial x^\mu$, $\nu = 0, 1, 2, 3$; γ_ν, γ_5 — Дирака матрицы) и т. д. Такой вывод следует, если учесть, что в четырёхмерном пространстве-времени бозонные поля имеют (в единицах массы) размерность, равную 1 , фермионные поля — размерность $3/2$, а сами взаимодействия (фактически во всех случаях речь идёт о плотности лагранжиана взаимодействия полей) должны иметь размерность 4 . Это означает, что в рассмотренных примерах константа взаимодействия λ в единицах массы должна иметь отрицат. размерность.

Существует также широкий класс перенормируемых взаимодействий с безразмерной константой связи. Так, вообще говоря, перенормируемо взаимодействие массивного заряженного векторного поля с фермионами. Прогноз такого векторного поля не убывает с ростом 4 -импульса, поэтому область больших импульсов в фейнмановских диаграммах не обрывается доста-

тоchio сильно; отсутствуют к тому же сокращения между разл. диаграммами (такие сокращения происходят в случае взаимодействия с нейтральным векторным бозоном), и теория оказывается перенормируемой. По аналогичной причине (увеличение пропагатора при больших импульсах), вообще говоря, перенормируемые взаимодействия для частиц со спином $S = 3/2$ и 2. В рамках суперсимметрии перенормируемость таких взаимодействий возможна. Но даже в суперсимметричных обобщениях не видно способа добиться перенормируемости для теорий, содержащих частицы со спином $S > 2$.

Т. о., именно перенормируемость является наиб. общей спутательн., а класс перенормируемых взаимодействий сравнительно узок. Поэтому требование перенормируемости является чрезвычайно сильным ограничением на структуру теории.

Существуют надежды, что нек-рые варианты Н. к. т. п. благодаря высокой симметрии, содержащейся в исходном, классич. лагранжиане, могут иметь смысл вне рамок теории возмущений. Но обычно, практически во всех случаях, перенормируемость является чрезвычайно серьезным пороком теории, и распространена точка зрения, что Н. к. т. п. вообще не существуют как последовательные квантовые теории.

Тем не менее законно использование перенормируемых взаимодействий (с размерной константой связи) в феноменологии. эфф. лагранжианах (см. *Лагранжиан эффективный*). К классу таких взаимодействий относится гравитация при импульсах $p \ll Mp \sim 10^{19}$ ГэВ, слабое взаимодействие при импульсах $p \ll Mw \sim \sim 300$ ГэВ, киральное взаимодействие псевдоскалярных мезонов (см. *Киральная симметрия*) при $p \ll M_p \sim \sim 1$ ГэВ (здесь $M_p = m_p$ — в. планковская масса, M_w, M_p — массы W-бозона и ρ -мезона). Перенормируемые эфф. лагранжианы последовательно итерировать при построении ряда теории возмущений, как это происходит с обычным лагранжианом в квантовой теории поля: при больших импульсах (масштаб всегда определяется величиной обратной константы связи) эфф. лагранжиан существенно модифицируется, если теория имеет смысл; становится существенным учёт новых взаимодействий или составного характера полей в исходном перенормируемом лагранжиане. Так, перенормируемое четырехфермионное взаимодействие при $p \sim Mw$ переходит в перенормируемое *электрослабое взаимодействие* с участием векторных бозонов и *Хиггса полей*. При $p \sim M_p$ в перенормируемых киральных лагранжианах становится существенной составная, кварковая структура псевдоскалярных мезонов. Не известно, как модифицируется гравитация, взаимодействие при $p \sim Mp$, во в любом варианте эта модификация не играет никакой роли в классич. приложениях эйнштейновской теории *плотности*; для к-рой характерный масштаб импульсов $p \sim 1/(l_0^2)$ км $\sim 10^{26}$ ГэВ.

Лит.: А. Умезер А. И., Берестетский В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981, гл. 3; Боголюбов Н. Н., Ширнов Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 5; О'Нил и Л. В., Лептоны и кварки, 2 изд., М., 1980; М. К. Волков, М. В. Ляхович, НЕПОЛИНОМИАЛЬНЫЕ КВАНТОВЫЕ ТЕОРИИ ПОЛЯ — нелинейные квантовые теории поля, в к-рых лагранжиан взаимодействия имеет неполиномиальную по полям форму.

В традиции квантовой теории поля (КТП) обычно используются полиномиальные лагранжианы (т. е. представляемые в виде многочлена от ф-ций поля и их первых производных), описывающие взаимодействия полей простейшим способом с мин. числом производных. Такие лагранжианы могут приводить к перенормируемым теориям взаимодействия элементарных частиц (см. *Перенормируемость*). Наиб. типичный пример таких теорий — *квантовая электродинамика*.

К 1970-м гг. было установлено, что т. в. динамическая симметрия — киральная, калибровочная (см. *Ки-*

ральная симметрия, Калибровочная инвариантность) — играют важную роль в физике элементарных частиц и существенно ограничивают возможные формы их взаимодействий. Выяснилось, в частности, что простейшие полиномиальные лагранжианы не всегда удовлетворяют требованию необходимой динамической симметрии и их следует заменять на более сложные нелинейно-инвариантные выражения, если ограничиваться мин. числом интересующих нас полей [напр., если в кирально-симметричном случае сильного взаимодействия рассматривать только нуклоны и пионные поля без введения дополнит. полей (т. н. скалярных сигма-полей)]. Н. к. т. п. тем самым встали в один ряд с неполиномиальными теориями. Они успешно описывают сильное взаимодействие адронов при низких энергиях. Неполиномиальная форма взаимодействия встречается и в гравитации.

Провести строгую с физ. точки зрения границу между полиномиальными и неполиномиальными теориями иногда очень трудно. Одни и те же виды взаимодействия элементарных частиц, удовлетворяющие одной и той же динамической симметрии, могут описываться как полиномиальными, так и неполиномиальными КТП (т. н. линейными и нелинейные реализации динамической симметрии). В неполиномиальных моделях возникает трудности с устранением бесконечностей. Обычный метод перенормировки квантоволновой теории возмущений здесь неприменим, но в нек-рых вариантах Н. к. т. п. удаётся использовать спец. способы для получения однозначных результатов.

Это обстоятельство привело к тому, что в настоящее время неполиномиальные теории поля используются чаще всего лишь для построения феноменологических (или эффективных) лагранжианов (см. *Лагранжиан эффективный*). Такие лагранжианы обычно рассматриваются только в древесном (не содержащем замкнутых петель) приближении, в к-ром бесконечностей нет. Особенно широко известны феноменологии неполиномиальные киральные лагранжианы, описывающие сильное взаимодействие адронов и на достаточном простом языке воспроизводящие результаты т. н. *алгебры токов*.

В 60—70-х гг. появились направления, связанное с поисками классич. решений нелинейных и неполиномиальных ур-ний. Вместо обычного пути т. е. квантования ур-ний линейного приближения и последующего учёта нелинейных членов по теории возмущений, здесь пытаются учесть нелинейные эффекты ещё до квантования. Интересные результаты получены для нек-рых неполиномиальных *дедуриных моделей* КТП — киральных, а также модели синус-Гордона, описываемой двумерным ур-нием типа *Клейна — Гордона уравнения*, в к-ром линейный по полю ф-ция $\varphi(x)$ член $m^2 c^2 \varphi(x)$ заменён на $m^2 c^2 \sin(\varphi)$ (масса частицы, x — точка пространства-времени). Оказалось, что сред. д-р решений подобных нелинейных ур-ний важную роль играют решения, локализованные в небольшой области пространства, — т. н. солитоны. Эти решения напоминают волновые пакеты, отечающие противящимся частицам, и поэтому наз. *частицеподобными*. Т. о., нелинейные ур-ния, в отличие от линейных, в принципе могут описывать физ. частицеподобные объекты до проведения квантования. В этом направлении получены первые физ. результаты в теории поля, а именно: с помощью солитонных решений — «скирмионов», локализованных в неполиномиальных мезонных лагранжианах кирального типа, описаны разл. физ. свойства барьонов (нуклонов и Δ -резонансов). (См. *Солитон* в квантовой теории поля.)

Лит.: Тони в физике адронов, пер. с англ., М., 1976, гл. 5; Вольков М. К. П е р в ы й у р - н и е В. Н. Сушино нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов, М., 1978; М. К. Волков, НЕПРЕРЫВНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЫД — см. в ст. *Оптические разряды*, НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР — то же, что *сплошной спектр*.

НЕПРОЗРАЧНОСТЬ звёздного вещества — рассчитанный на единицу массы и усреднённый по частоте коэффициент поглощения излучения. В звёздах энергия переносится либо конвекцией (в конвективных зонах), либо излучением (в зонах лучистого равновесия). Лишь в сверхплотном веществе нейтронных звёзд и белых карликов перенос энергии обязан теплопроводности вырожденного электронного газа. Внутри звёзд интенсивность излучения почти изотропна, т. е. почти не зависит от направления его распространения. В результате плотность потока энергии излучения N_ν на частоте ν подчиняется закону диффузии:

$$N_\nu = -\frac{1}{3} l_\nu c \text{ grad } u_\nu, \quad (1)$$

где u_ν — спектральная плотность лучистой энергии, l_ν — эфф. длина свободного пробега фотонов с частотой ν . Значение l_ν для звёздного вещества ничтожно мало по сравнению с радиусом звезды R , и поэтому характерное время диффузии излучения в звёздах t_D очень велико по сравнению с временем $t_C = R/c$ прохождения светом расстояния, равного R : время t_C измеряется секундами и микросекундами, а t_D — миллионами и десятками миллионов лет.

В недрах звёзд, от центра и практически до фотосферы, справедливо приближение лучистой теплопроводности, в соответствии с κ -м для u_ν в (1) используется термодинамически равновесное, определяемое законом Планка, значение $u_\nu = (4\pi c) B_\nu(T)$, где $B_\nu(T)$ — равновесная интенсивность излучения (см. Планка закон излучения). В результате

$$N_\nu = -\frac{4\pi}{3} l_\nu \frac{dB_\nu(T)}{dT} \text{ grad } T. \quad (2)$$

Рассчитанный на единицу массы коэф. поглощения χ_ν , нав. также N на частоте ν , связан с l_ν и плотностью вещества ρ простым соотношением

$$l_\nu = (\chi_\nu \rho)^{-1}. \quad (3)$$

Интегрируя (2) по частоте, получаем выражение для полного потока лучистой энергии N :

$$N = \int_0^\infty N_\nu d\nu = -\frac{c}{3\kappa\rho} \text{ grad } (aT^4). \quad (4)$$

Здесь $aT^4 = \int_0^\infty u_\nu d\nu$ — полная равновесная плотность энергии излучения, $a = 4\sigma c$ — постоянная плотности излучения (σ — Стефана — Больцмана постоянная). В (4) введён средний коэф. поглощения χ , называемый N , и определяемый в соответствии с (2)–(4) из соотношения:

$$\frac{1}{\chi} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\chi_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^\infty \frac{1}{\chi_\nu} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^4} dx, \quad (5)$$

где $x = h\nu/kT$. Соответствующая ср. длина свободного пробега фотонов $l = 1/(\chi\rho)$. Такой способ усреднения χ был указан норвежским астрономом С. Росселандом (Росселанд, S. Roseland, 1924), и поэтому определяемое ф-лой (5) значение χ наз. р о с с е л а н д о в ы м с р е д н и м.

Величина χ_ν определяется разл. элементарными процессами взаимодействия излучения с веществом и может быть представлена в виде:

$$\chi_\nu = \frac{1}{\rho} \left\{ n_e \sigma_{Te} + \sum_i n_i \sigma_{i1} [1 - \exp(-h\nu/kT)] \right\}. \quad (6)$$

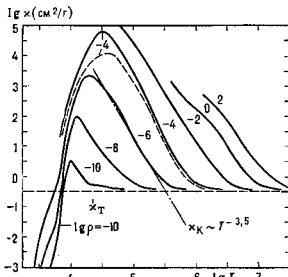
Здесь σ_{i1} — зависящие от частоты полные сечения истинного поглощения излучения атомами или ионами типа i , n_i — плотности чисел этих атомов или ионов, σ_{Te} — т. н. транс-портивное сечение рассеяния и я (см. ниже), n_e — плотность числа свободных электронов. Множитель $[1 - \exp(-h\nu/kT)]$, одинаковый для всех процессов поглощения, учитывает в условиях локального термодинамического равновесия эффект индуцированного испускания.

К осн. типам элементарных процессов, определяющих N , звёздного вещества, относятся следующие.

а) Фотопоглощение (связанно-свободные переходы) — пороговый процесс, в κ -ром участвуют только фотоны с энергией, достаточной для перехода связанного электрона в одно из свободных (несвязанных) состояний.

б) Тормозное поглощение (свободно-свободные переходы) — беспороговый процесс поглощения фотона с переходом свободного электрона в более высокое энергетич. состояние в кулоновском поле иона.

в) Поглощение в спектральных линиях (связанно-связанные переходы) — резонансный процесс поглощения фотона при переходе атома из основного или возбуждённого состояния в др. возбуждённое состояние с более высокой энергией. Сечение поглощения в центре спектральной линии обычно очень велико, но на N влияет не интенсивность линии, а её ширина. Если бы линии были очень узкими, то их вклад в N был бы незначителен, поскольку усреднения не χ_ν , а его обратной величины. Присутствие интенсивных, но узких линий поглощения привело бы к «вырезанию» в интеграле (5) узких участков спектра, что практически не повлияло бы на величину интеграла. Однако в далёких «крыльях» многочисл. спектральных линий (узких резких столбиками и эффектом Штарка), приավдежащих ионам



Зависимость непрозрачности от температуры при различных значениях плотности от 10^{-10} г/см³ (lg $\rho = -10$) до 10^4 г/см³ (lg $\rho = 4$) по расчётам А. Н. Коуса (А. N. Cox) и Дж. Н. Стюарта (J. N. Stewart) для вещества с химическим составом, близким к солнечному.

тяжёлых элементов в звёздном веществе, сечение поглощения оказывается не иррегулярно малым по сравнению с сечением фотосферного и тормозного поглощения. Расчёты показывают, что в области темп-р $10^4 \text{ K} \lesssim T \lesssim 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ суммарное поглощение во всех линиях может (в зависимости от величин плотности) вносить преобладающий вклад в N (рис.). При этом для каждой конкретной пары значений T и ρ приходится учитывать до неск. тысяч разл. линий поглощения.

Процессы а, б, в наз. процессами истинного поглощения. Каждое σ_{i1} в (6) включает все эти три вида процессов с участием атомов или ионов типа i .

г) Рассеяние излучения. Вклад процессов рассеяния в N учитывается первым слагаемым в (6), κ -рое выпадает для случая рассеяния излучения свободными электронами. Рассеяние молекулами и атомами может иг-

рать век-рую роль лишь в самых наружных слоях звёзд с очень холодными атмосферами (красные гиганты и сверхгиганты, красные карлики). Величина σ_{1a} в (6) связана с обычным полным сечением рассеяния σ_0 соотношением

$$\sigma_{1a} = \sigma_0(1 - \langle \cos \theta \rangle), \quad (7)$$

где $\langle \cos \theta \rangle$ — усреднённый по индикатрисе рассеяния косинус угла отклонения рассеянного фотона — определяет степень анизотропии рассеяния. При энергиях фотонов, значительно меньших энергии покоя электрона ($h\nu \ll m_0c^2$), т. е. при достаточно низкой темп-ре звёздного вещества, имеет место то м о с и о в с к о е р а с с е я н и е без изменения энергии фотона. В этом случае поправочный множитель на индукцию, рассеяние отсутствует, поскольку эффекты индукции, рассеяния при отклонении рассеянных фотонов от направления их движения (выход из пучка) и при повторном их рассеянии вперёд, и наоборот (вход в пучок) взаимно компенсируются. Кроме того, индикатриса томоновского рассеяния симметрична относительно направления вперёд-назад, и поэтому $\langle \cos \theta \rangle = 0$. Т. о., для учёта вклада в Н. томоновского рассеяния нужно заменить σ_{1a} в (6) на полное томоновское сечение σ_0 , которое не зависит от частоты. Это справедливо для всех звёзд, принадлежащих главной последовательности на Герцишпрунга — Рассела диаграмме, в недрах к-рых осуществляется синтез гелия из водорода.

Однако в горячих и плотных центр. ядрах звёзд, закачивающих свою эволюцию, и особенно при внешних *сверхновых звёзд*, темп-ра оказывается столь высокой, что нельзя пренебречь изменением энергии фотонов при рассеянии и асимметрии индикатрисы рассеяния, к-рая уже при $h\nu \approx 0,1 m_0c^2$ показывает заметную выгнутость вперёд, и поэтому $\langle \cos \theta \rangle > 0$. В таких условиях сечение рассеяния описывается общей *Клейна — Нишны формулой*, а сам процесс наз. к о м и т о н о в с к и м р а с с е я н и е м. Если плотность звёздного вещества не очень велика и электронный газ невырожден, то при темп-ре $(1-2) \cdot 10^8$ К появляется значит. число электронно-ионизированных пар, и под n_e в (6) нужно понимать суммарное число электронов и позитронов в единице объёма. Кроме того, помимо рассеяния становится существенным процесс рождения электронно-ионизированных пар при взаимодействии фотонов в основном с эл.-матг. (кулоновским) полем атомных ядер.

В совр. расчётах Н. звёздного вещества учитываются все перечисл. процессы. Эти расчёты очень сложны: они включают не только вычисления сечений отд. процессов, но и определение населённостей многочисл. возбуждённых уровней атомов и ионов с учётом разл. поправок на отклонение от идеальности звёздной плазмы. В самых наружных слоях холодных звёзд существенный вклад в Н. может внести также тормозное поглощение и фотопоглощение отрицательными ионами (H⁻, S⁻ и др.), поглощение в спектральных полосах разл. молекул и поглощение частицами пыли.

На рис. показана зависимость Н. от темп-ры T и плотности ρ для смеси с хим. составом, близким к солнечному: $X = 0,7$, $Y = 0,28$, $Z = 0,02$ (X, Y, Z — массовые концентрации водорода гелия и тяжёлых элементов, причём осн. вклад в Z вносит кислород, неон, углерод и азот). В большом интервале изменений T и ρ осн. источником Н. оказываются тормозное поглощение и фотопоглощение. При достаточно больших частотах сечения обоих этих процессов $\sim 1/\nu^3$ и соответствующая им Н. может быть аппроксимирована простым выражением (приближение Крамерса):

$$\kappa = \kappa_K = C\rho/T^{3,5}, \quad (8)$$

где параметр C зависит от хим. состава вещества, а слабая зависимость C от T и ρ в первом приближении пренебрегают.

В случае преобладания томоновского рассеяния (напр., в горячих массивных звёздах верхнего конца гл. последовательности):

$$\kappa = \kappa_T = 0,2(1 + X). \quad (9)$$

Ф-лы (8) и (9) сыгнали (и продолжают играть) большую роль в исследовании внутр. строения звёзд. В совр. наиболее точных расчётах звёздных моделей используются подробные таблицы Н. как ф-ции T и хим. состава.

Для каждого фиксир. ρ при достаточно больших T Н. приближается к κ_T (горизонтальная штриховая линия, см. рис.), а при промежуточных значениях T и ρ хорошим приближением может служить ф-ла (8) (штрихпунктирная линия). Вклад в Н. линии поглощения продемонстрирован на рис. для плотности $\rho = 10^{-4}$ г/см³ (штриховая кривая — расчёт без учёта этого эффекта). Резкое падение непрозрачности с уменьшением T при $T < 10^4$ К связано с массовой рекомбинирующей звёздной плазмой.

Осн. вклад в рассеянодо среднее вносит фотоны с энергией $h\nu_m$, в нек. раз превышающей энергию теплового движения частиц звёздного вещества: $h\nu_m \approx \approx 4kT$ в случае томоновского рассеяния и $h\nu_m \approx 7kT$ в случае тормозного и фотопоглощения.

Лит.: Франк-Камеенецкий Д. А., Физические процессы внутри звёзд, М., 1959; Сап р о л Д. Н., The opacity at high temperatures due to Compton scattering, *Astrophys. J.*, 1959, v. 129, p. 734; Зельдович Я. В., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных явлений, 2 изд., М., 1966; Кокс А. Н., Стюарт Д. Дж., Лучистое поглощение и коэффициенты проводимости 25 звёздных смесей, «Научные информации Астросвета АН СССР», 1969, v. 15, с. 1; Кокс А. Н., Коэффициенты поглощения и непрозрачность звёздного вещества, в кн.: Внутреннее строение звёзд, М., 1970; Алеханов Г. Д. Р., Жерельсон Н. Р., Рупин А. Р. L., Effect of molecules and grains on Rosseland mean opacities, *Astrophys. J.*, 1983, v. 272, p. 773; Schlegel G. M. A., Opacities for composition plus emission and absorption, *J. Astrophys. J.*, 1984, v. 280, p. 809; Ишеник В. С. и др., Минимальная оценка среднего рассеянодо протона фотонов, «ЖЭТФ», 1986, т. 90, с. 1669.

Д. К. Поддешин.

НЕПТУН — восьмая по расстоянию от Солнца планета Солнечной системы, относящаяся к группе планет-гигантов. Н. был открыт в 1846 И. Ф. Галле (J. G. Galle) по теоретич. предсказаниям её положения, блеска и обст-ва движения, сделанным У. Ж. Лерверье (U. J. Le Verrier) и Дж. К. Адамсом (J. C. Adams) на основе законов небесной механики.

Н. обращается вокруг Солнца по орбите, находящейся на ср. геолоцентрич. расстоянии 30,058 а. е. (4497 млн. км), имеющей эксцентриситет 0,086 и наклон к плоскости эклиптики 1°46,4'. Ср. скорость движения по орбите 5,4 км/с, один полный оборот (сидерич. период обращения, или нептунианский год) составляет 164,788 земного года, экваториальный радиус Н. 24800 км (3,88 R_{\oplus}), сжатие 1:50 (0,020), объём $V = 6,38 \cdot 10^{13}$ км³ (58 V_{\oplus}), масса $M = 1,0243 \cdot 10^{26}$ кг (17,2 M_{\oplus}). Ср. плотность 1,64 г/см³, ускорение силы тяжести на экваторе 11,238 м/с², вторая космич. скорость 23,585 км/с. Ось вращения Н. отклонена на 29° от нормали к плоскости орбиты. Период осевого вращения, оценённый по данным спектроскопич. измерений и подтверждённый данными космич. аппарата «Вояджер-2», равен $16,1 \pm \pm 0,08$ ч. Направление вращения прямое. Количество солнечной энергии (на ед. поверхности), поступающей к Н., составляет 1,5 Вт/м² (для Земли 1370 Вт/м²), интегральная сферич. альбедо 0,31. Эффективная темп-ра, определяемая излучаемой планетой тепловой энергией, составляет 59 К, что значительно больше равновесной (38 К), вычисленной из условия баланса с поступающей солнечной энергией. Это объясняется наличием теплового потока из недр вторе превышает поглощаемую планетой солнечную радиацию.

Макс. угл. диаметр Н. при его наблюдении с Земли достигает всего 2,4", и детали на диске разрешаются

плохо. На телевизионных изображениях, переданных «Вояджером-2», выявлена сложная структура облачно-покрова и наличие неоднородностей, обусловленных мощными дивергентными процессами в атмосфере. Наиболее характерным вихревым образованием циклонич. типа является Большое тёмное пятно в южном полушарии, по своим размерам и конфигурации напоминающее Большое красное пятно Юпитера. Наблюдается также ряд вихрей меньших размеров, дрейфующих в атмосфере с разными скоростями вдоль широты в направлении, совпадающем с направлением вращения Н.

Атмосфера Н. в целом близка по своим свойствам к хим. составу к атмосфере Урана, но гораздо более динамична. Она в основном состоит из водорода и гелия с относит. содержанием, близким к солнечному. Важной составляющей является метан, относительное содержание к-рого значительно выше, чем на Юпитере и Сатурне. Метаном обусловлен зеленоватый цвет Н., поскольку метан интенсивно поглощает солнечное излучение в красной части спектра, и в отражённом свете преобладают сине-зелёные лучи. Наблюдаемые протяжённые облака Н. в основном состоят из метана. Под ними предполагаются водо-ледяные облака, а в надоблачной атмосфере присутствуют др., более сложные углеводороды.

Низкая ср. плотность Н. свидетельствует о том, что водород и гелия много и в составе слагающего Н. вещества. Однако содержание водорода на Н. (как и на Уране) в несвязанном состоянии значительно меньше, чем на Юпитере и Сатурне. Водород на Н. в основном входит в состав т. н. ледяной компоненты, к-рой относят соединения водорода в виде метана, аммиака, воды. Большое содержание метана свидетельствует о существовании (в неск. раз) превышении отношения углевода к водороду по сравнению с их ср. космич. распространённостью. Это можно естественным образом объяснить накоплением углевода в холодных периферийных областях протопланетной туманности, из материала к-рой сформировалась Н. Согласно моделям внутр. строения планет-гигантов (см. в ст. *Планеты и спутники*), на Н. протяжённый слой твёрдого вещества состоит из смеси льдов с тяжёлой (скальной) компонентой, причём скальной компоненты несколько больше, чем ледяной. По существу это массивное ядро, к-рое окружено мантией, состоящей из смеси газов (в основном водорода и гелия) и льдов, а выше неё находится протяжённый слой водяных облаков. Здесь начинается атмосфера. Т. о., твёрдой поверхности в привычном смысле Н. не имеет (как и др. планет-гиганты). Согласно представляющейся наиб. реальной адиабатич. модели недр Н. (при допущении, что исходный состав элементов соответствует их ср. космич. распространённости, а относит. содержание водорода и гелия в несвязанной форме составляет прибл. 5—8% по массе), темп-ра в центре Н. (12—14)·10⁴К, а давление 7—8 Мбар. Граница протяжённой ледяной оболочки (ниже газожидкого слоя) начинается при давлении ок. 0,1 Мбар.

Недра Н., вероятно, находятся в состоянии интенсивного конвективного перемешивания. С конвекцией связан продолжающийся в современную эпоху явный теплоизлучения и поток ИК-излучения. Его источник, видимо, сохраняется с аккреционной стадии эволюции планеты и, возможно, порождён мощными ударными процессами на её завершающем этапе. Отражением конвективного переноса являются наблюдаемые вихревые движения в атмосфере Н., в чём усматривается аналогия с Юпитером.

Н. имеет восемь спутников: к известным до полёта «Вояджера-2» Тритону добавилось ещё шесть. Наибольший из них представляет Тритон, к-рый принадлежит к числу самых крупных спутников планет: его радиус 1200 км (≈2/3 лунного). Тритон обращается по орбите, составляющей с плоскостью экватора Н. угол 2,8°, на расстоянии 15,85 радиуса планеты с периодом 5,84 земных суток, причём в обратном направлении

(по часовой стрелке, если смотреть с северного полюса мира). Морфология поверхности Тритона, как показала изображения «Вояджера-2», имеет сложный характер, несущий на себе следы вулканог-тектонич. процессов. Не исключено, что эти процессы продолжаются в современную эпоху, свидетелями чего служат сравнительно свежие отложения извергаемого на поверхность из глубины материала. Наиболее вероятно, что таким материалом является азот. Азотные и металлические льды образуют полярные шапки, испытывающие сезонные изменения с периодом в несколько сотен лет, что обусловлено специфич. пространственным расположением Тритона относительно Солнца при совокупном орбитальном движении Тритона и Н.

Нереида — небольшой спутник, его радиус немногим более 100 км. Радиус орбиты Нереиды составляет 249,5 радиуса планеты, плоскость орбиты отклонена от плоскости экватора всего на 0,5°, движение происходит с периодом 358,4 земных суток в прямом направлении. Из вновь открытых «Вояджером-2» спутников наибольший — Протей — имеет размер 400 км, остальные — размером в десятки километров. Все они располагаются внутри орбиты Тритона. Спутники Н., по-видимому, состоят из смеси водяного, металлического и аммиачного льдов и/или соответствующих клатратгидратов. У Н. есть 3 кольца. Их особенностью является неоднородное распределение плотности (вдоль кольца) составляющего их очень тёмного материала.

Лит.: Гребенников Е. А., Рабов Ю. А., Поиски и открытия планет, 2 изд., М., 1984; Игарко В. И., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983; Мазуров М. Я., Планеты Солнечной системы, 2 изд., М., 1986; Тейффель В. Г., Уран и Нептун — далекие планеты-гиганты, М., 1982; М. Я. Маров.

НЕПТУНИЙ (Neptunium), Np, — искусственно полученный радиоакт. хим. элемент III группы периодич. системы элементов, ат. номер 93, относится к *актиноидам*, первый трансурановый элемент. Известны изотопы Н. с массовыми числами 227—241, наиб. устойчивый радиоактивный ²³⁷Np ($T_{1/2} = 2,14 \cdot 10^6$ лет). При образовании ²³⁹Np нейтроном по (n, γ) реакции образуется β -радиоактивный ²³⁹Np ($T_{1/2} = 2,117$ сут). Электронная конфигурация внешних оболочек 5s²5p⁶5d¹⁰5f⁶6s²6p⁶. Энергия последоват. потенциалов 5,9; 11,7 и 22,0 эВ. Металлич. радиус 0,150 нм, радиусы ионов Np³⁺ и Np⁴⁺ 0,102 и 0,088 нм соответственно. Значение электроотрицательности 1,1—1,2.

В свободном виде — серебристо-белый сравнительно мягкий металл. Известны три модификации Н.: α -Np (ромбич. решётка с постоянными решётки $a = 0,473$ нм, $b = 0,490$ нм и $c = 0,367$ нм), β -Np (тетрагональная решётка с постоянными $a = 0,490$ нм и $c = 0,339$ нм) и γ -Np (объёмно-центрир. кубич. решётка с постоянной $a = 0,353$ нм); темп-ры переходов $\alpha \rightarrow \beta$ 280°С и $\beta \rightarrow \gamma$ 577°С. Плотность α -Np 20,48 г/см³ (при 20°С); $\rho_{\text{пл}} = 640^{\circ}\text{C}$, $\rho_{\text{кип}} = 3900 \pm 4100^{\circ}\text{C}$, теплота плавления 5,61 кДж/моль, тепловороботность 7,7 Вт/м·К (при 300 К). Коэф. линейного теплового расширения α -Np 4,1·10⁻⁶К⁻¹ (при 273 К).

В хим. соединениях проявляет степени окисления от +3 до +7, в водных растворах наиб. устойчива степень окисления +5. При комнатной темп-ре на воздухе металл Н. слабо реагирует с O₂ и N₂, мелкодисперсный Н. способен самовозгораться. Образует сплавы с U, Pu и др. металлами. ²³⁷Np используют для получения ²³⁸Pu.

НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА — плазма, состоящая к-рой не является состоянием полного термодинамич. равновесия. Примерами Н. п. могут быть: 1) п. в неадиабатич. плазме, в к-рой темп-ра электронов отличается от темп-ры ионов; 2) плазма, пространственно неоднородная, в частности удерживаемая магн. полем; 3) плазма, содержащая отд. направленные потоки и пучки электронов и ионов. Как правило, неравновесность плазмы приводит к её неустойчивости, проявляющейся в самотовозбуждении волн радиот. тилов. См. *Низкотемпературная плазма*.
В. А. Трубинский.

НЕРАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ — в термодинамике состояние системы, выведенной из состояния равновесия термодинамического, в статистич. физике — из состояния равновесия статистического; одно из основных понятий термодинамики неравновесных процессов и статистич. теории неравновесных процессов (кинетич. физическая).

В системе, находящейся в Н. с., происходит необратимые процессы переноса (теплопроводность, диффузия и т. д.), к-рые стремятся вернуть систему в состояние термодинамич. (или статистич.) равновесия, если нет препятствующих этому факторов: отвода (или подвода) энергии и вещества из системы. В противном случае возможно стремление системы не к равновесному состоянию, а к стационарному Н. с., когда *производство энтропии* в системе компенсируется её отводом из системы. Н. с., время существования к-рых очень велико, наз. *метастабильными состояниями*.

В термодинамике Н. с. определяется зависящими от времени и пространства, координат термодинамич. параметрами [темпер-ры $T(x,t)$, хим. потенциалами $\mu_i(x,t)$ компонент, гидродинамич. скоростью $v(x,t)$], соответствующими состоянию квазиравновесия в малых объемах системы. Для этих величин термодинамика неравновесных процессов позволяет получить ур-ния, определяющие перенос вещества, энергии, импульса, т. е. ур-ния диффузии, теплопроводности и ур-ния Навье — Стокса для вязкого течения жидкости.

В статистич. теории в общем случае сред. состоящих из взаимодействующих частей, Н. с. определяется зависящей от времени ф-цией распределения всех частиц по координатам и импульсам или соответствующим статистич. оператором. Однако такое определение Н. с. имеет слишком общий характер, обычно достаточно описать Н. с. менее детально, на основе огульного или т. н. сокращённого описания. Напр., для газа малой плотности достаточно знать одностатистич. ф-цию распределения по координатам и импульсам любой из частей, удовлетворяющую *кинетическому уравнению Больцмана* и полностью определяющую ср. значения плотностей энергий, импульса и числа частиц и их потоки. Для состояний, близких к равновесному, можно получить решение кинетич. ур-ния, зависящее от $T(x,t)$, $\mu_i(x,t)$, $v(x,t)$ и их градиентов и позволяющее вывести ур-ния переноса для газа. Однако ф-ция распределения по энергиям для частиц газа в стационарном Н. с. может сильно отличаться от равновесного распределения Максвелла. Напр., для электронов в полупроводниках в сильном электрич. поле, сообщаемом электронам большую энергию, теряет смысл даже понятие темп-ры электронов, а ф-ция распределения отличается от максвелловской и сильно зависит от приложенного поля.

В общем случае для состояний, близких к равновесному, можно найти реакцию системы на возмущение, вызванное внеш. приложенным полем (механич. возмущение), к-рая определяется запаздывающими *Грина функциями* в статистической физике. Если Н. с. обусловлено внутр. неоднородностями в системе, напр. неоднородностями темп-ры, хим. потенциала, гидродинамич. скорости (термич. возмущения), то можно найти поправки к равновесной ф-ции распределения, зависящие от времени лишь через $T(x,t)$, $\mu_i(x,t)$, $v(x,t)$ и их градиенты. Это позволяет получить систему ур-ний переноса с кинетич. коэф., определяемыми *Грина* — *Кубо формулами* через временные корреляц. ф-ции потоков.

Д. И. Зубарев.

НЕРАВНОВЕСНОЕ ТЕЧЕНИЕ — течение гомогенной или гетерогенной смеси, в к-рой происходит неравновесные физ.-хим. процессы. К числу наиб. часто встречающихся неравновесных процессов относятся неравновесное возбуждение внутр. степеней свободы молекул, неравновесное протекание реакции диссоциации, рекомбинации и ионизации, неравновесная конденсация или испарение, неравновесное движение и теплообмен жидкостями или твёрдыми частями в газе и т. д. Н. т. имеет место,

когда время физ.-хим. процесса сравнимо с характерным газодинамич. временем.

Н. т. наблюдается при обтекании тел, течениях в струях и соплах, особенно при околосонных и сверхзвуковых скоростях. Напр., хим. реакции в соплах реактивных двигателей протекают неравновесно, поскольку характерное время реакции сравнимо с временем прохождения объема газа через сопло.

Предельными случаями Н. т. являются равновесное и замороженное. В равновесном течении характерное время физ.-хим. процесса много меньше характерного газодинамич. времени, т. е. принимается, что физ.-хим. процессы происходят мгновенно. В замороженном течении, наоборот, время протекания физ.-хим. процесса много больше характерного газодинамич. времени, т. е. за характерное время перемещения объема среды химической реакции или физического превращения не успевают совершиться.

При замороженном течении термодинамич. и газодинамич. параметры определяются с привлечением соотношений термодинамики равновесных процессов. Так, концентрации реагирующих компонент в таких течениях определяются из закона действующих масс, энергия колебат. степеней свободы вычисляется по ф-ле Эйнштейна, парциальные давления конденсирующихся компонент — по *Клапейрона — Клаузюса уравнению*, а скорости и темп-ра частиц, присутствующих в газе, принимаются равными скорости и темп-ре газа.

В замороженном течении сохраняются неизменными молярные доли хим. компонент, энергия колебат. степеней свободы, скорости и темп-ры частиц, а процессы конденсации и кристаллизации не происходят.

Н. т. является неизоэнтропическим, а отличие от изоэнтропических равновесного и замороженного течений. Отмеченные выше неравновесные процессы проявляются при высокоскоростных и высокотемпературных течениях газа в соплах реактивных двигателей и аэродинамич. труб, соплах газодинамич. и хим. лазеров, соплах МГД-генераторов, в двигателях внутр. сгорания. Газодинамич. и термодинамич. параметры при Н. т., как правило, являются промежуточными между параметрами равновесного и замороженного течения. Характерный пример Н. т. — течение в соплах при неравновесном протекании хим. реакций. В этом случае из-за того, что хим. энергия в Н. т. выделяется не полностью и частично не передается в активные степени свободы и энергию поступат. движения молекул, темп-ра, скорости, давление и поток импульса в Н. т. меньше, чем в равновесном (но больше, чем в замороженном). Наиб. отличие наблюдается в темп-ре и давлении (иногда на десятки процентов), значительно меньше в скорости и потоке импульса. Плотность смеси слабо зависит от характера протекания процесса. Аналогичное поведение параметров наблюдается и при протекании др. неравновесных процессов в соплах.

Для матем. описания Н. т. используется система дифференц. ур-ний газовой динамики, к-рая дополняется т. н. релаксационными (кинетическими) ур-ниями, описывающими исследуемый неравновесный процесс. Так, для описания течений с неравновесными хим. реакциями используются ур-ния хим. кинетики с соответствующей системой реакций и констант скоростей реакций; для течений с колебат. релаксацией — ур-ния для нахождения энергии разл. возбуждённых колебат. мод с соответствующими временами релаксации; для течений с неравновесной конденсацией — ур-ния нуклеации и ур-ния роста зародышей (ф-лы Максвелла или Кнудсена); для двухфазных течений с жидкостями или твёрдыми частями — ур-ния движения и теплообмена частиц с соответствующими коэф. сопротивления и теплообмена. Лит.: Термодинамическая и теплофизическая свойства продуктов сгорания. Справочник, т. 1—10, М., 1971; Пиррумов У. Г., Росляков Г. С., Течение газа в соплах, М., 1978.

У. Г. Пиррумов.
НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ — переходы многофазных систем, находящихся вдали от

термодинамик, равновесия, в стационарные состояния с пространств, или временной когерентностью. Н. ф. п. связаны с потерей устойчивости исходного бесструктурного состояния, являющегося актралоподобной равновесного состояния в неравновесные условия, и происходят в результате бифуркаций, приводящих к возникновению новых стационарных состояний. Подобные явления имеют место в открытых системах и обусловлены флуктуациями, индуцируемыми внеш. воздействием.

Пример Н. ф. п. — возникновение лазерной генерации. С термодинамик. точки зрения лазер представляет собой неравновесную систему, т. к. она включает в себя атомы и поле, к-рые связаны с резервуарами, имеющими разл. темп-ры. При слабой накачке активные атомы излучают независимо друг от друга. С увеличением накачки лазер переходит в когерентное состояние, в к-ром все атомы излучают в фазе. При этом обнаруживается аналогия с фазовыми переходами 2-го рода. Подобная аналогия имеет место при Н. ф. п. и в др. системах: физических (образование конвективных ячеек Бенара; возникновение осцилляций напряженности электрич. поля в диоде Ганна), химических (появление автоколебаний и автоволн при хим. реакциях), биологических (переход в режим ритмич. активности нейтронов ансамблей; образование неоднородных структур при морфогенезе) и т. д. Рассмотрение этих явлений в рамках единого подхода, использующего Ландау теорию фазовых переходов и теорию нелинейных колебаний и волн, составляет основу синергетики.

При описании Н. ф. п. выделяют самые неустойчивые (критич.) степени свободы. При развитии этих мод и последующей их стабилизации в процессе взаимодействия между собой образуется пространственная или временная структура. Нелинейные у-рия для амплитуд этих возмущений (параметров порядка) получаются после исключения из динамик. у-рий всех остальных мод. В простейшем случае одномодового лазера для зависящей от времени комплексной амплитуды поля излучения φ получим:

$$\partial\varphi/\partial t = a\varphi - 2b|\varphi|^2\varphi + F(t), \quad (1)$$

где a и b — параметры, характеризующие излучение, $F(t)$ — случайная сила, обусловленная флуктуациями. При $a < 0$ можно пренебречь обусловленной диссипацией нелинейностью. В этом случае значение амплитуды φ полностью определяется шумом $F(t)$. Изменение знака линейного по φ слагаемого в (1) приводит к потере устойчивости нулевого (в отсутствие флуктуаций) решения и к появлению нетривиальных устойчивых решений с $|\varphi|^2 = a/2b$, т. е. к возникновению когерентного лазерного излучения, к-рое лишь в незначит. степени нарушается флуктуациями. Т. о., в поведении лазерного излучения при переходе через порог генерации, как и в обычных фазовых переходах 2-го рода, имеет место неустойчивость, приводящая к спонтанному нарушению симметрии. Вид стационарного распределения вероятности может зависеть от интенсивности флуктуаций. Напр., в случае т. н. мультипликативного шума, приводящего к появлению в у-рии (1) слагаемого $g(\varphi)F(t)$, где $g(\varphi)$ — век-рая ф-ция амплитуды φ , стационарное распределение имеет вид:

$$W(\varphi) \sim g^{-1}(\varphi) \exp \{ \Gamma^{-1} \int d\varphi' \varphi' (a - 2b|\varphi'|^2) g^2(\varphi') \}.$$

При этом возможна ситуация, когда при малых G вероятности имеет один максимум, а при век-рой критич. интенсивности шума G_c появляются два максимума. Поэтому при $G > G_c$ система с наиб. вероятностью находится в стационарном состоянии, соответствующем одному из двух максимумов распределения $W(\varphi)$. Расщепление максимума возникает в результате конкуренции между диссипацией, удерживающей систему в стационарном состоянии, не зависящей от шума, и диффузией, к-рая выводит систему из этого состояния. Если считать интенсивность внеш. флуктуаций управляющим

параметром, а возникающее расщепление параметром порядка, то подобное явление представляет собой стимулированный шумом Н. ф. п.

Иза-за флуктуаций можно говорить лишь о вероятности разл. значений φ . Стационарное распределение является решением Фоккера — Планка уравнения [к к-рому можно свести у-рие (1)] и записывается в виде

$$W \sim \exp(-E|\varphi|/\Gamma).$$

Здесь 2Γ — ср. интенсивность случайной силы, а эфф. функционал энергии равен

$$E|\varphi| = \frac{1}{2}(-a|\varphi|^2 + b|\varphi|^4). \quad (2)$$

Это разложение по φ соответствует функции φ в L и Γ в z б у р г а — Л а н д а у для равновесных фазовых переходов 2-го рода.

Расматриваемую модель можно обобщить на бесконечное число мод с непрерывно распределёнными в пространстве параметрами. При этом зависимость коррел. радиуса флуктуаций поля от степени близости параметров к пороговому значению соответствует температурной зависимости радиуса коррелляции при обычных фазовых переходах 2-го рода. Распределение вероятности φ имеет тот же вид, а эфф. энергия совпадает по форме с функционалом Гинзбурга — Ландау для комплексного параметра порядка в феноменол. теории сверхпроводимости.

В случае конвекции Бенара диссипативная нелинейность функционала энергии обусловлена температурной зависимостью вязкости, к-рая приводит к резонансной связи между тремя гидродинамич. модами с одинаковыми по модулю и развёрнутыми на 60° волновыми векторами. Стационарная конвекция характеризуется одинаковыми амплитудами этих мод, что приводит к образованию конвективной пространств. структуры из гексагональных призматич. ячеек.

В отличие от обычных фазовых переходов, где стабилизация параметра порядка обусловлена увеличением энергии из-за взаимодействия флуктуаций (ведиссипативной нелинейностью), в Н. ф. п. стабилизирующее действие оказывает нелинейная диссипация. Поэтому для поддержания стационарного состояния система должна быть открытой, т. к. необходим постоянный приток энергии от внеш. источника.

Известны вещества, где велики одновременно как диссипативные, так и ведиссипативные нелинейности. Это сегнетоэлектрич. или ядкие кристаллы с примесями из оптич. активных атомов, монов или молекул, в к-рых существенно взаимное влияние равновесных и неравновесных фазовых переходов. Так, когерентное излучение способно индуцировать обычное упорядочение, и наоборот, обычный фазовый переход приводит к понижению порога генерации и уменьшению длины волны излучения.

Интересны обычные фазовые переходы в случаях, когда упорядочивающая система связана с неравновесной подсистемой, возбуждаемой извне. Напр., в полупроводниках с магн. или сегнетоэлектрич. свойствами фото возбуждение электронной подсистемы способно не только изменить темп-ру и род фазового перехода, но и перевести его в качественно новый автоколебательный или автоволновой режим.

Примером Н. ф. п. 1-го рода является образование электроно-дырочной жидкости в полупроводниках. Она образуется в виде капель, окружённых газом свободных носителей, когда концентрация носителей, возбуждаемых внеш. воздействием, превышает нек-рое критич. значение.

Н. ф. п. возможны также в нелинейных системах, для к-рых характерна, напр., оптич. bistability. Переклещение между двумя неравновесными состояниями также аналогично равновесному фазовому переходу 1-го рода.

Лит.: Хакеи Г., Синергистика, пер. с англ., М., 1980; Клеймонтич Ю. Л., Квантовая теория электромагнитных процессов, М., 1980. Г. В. Тейтльбаум.

НЕРАВНОВЕСНЫЙ ПРОЦЕСС в термодинамике и статистической физике — физ. процесс, включающий неравновесные состояния. Пример: процесс установления равновесия (термодинамич. или статистич.) в изолир. системе, находящейся в неравновесном состоянии. Если в такой системе существуют неоднородное поле темп-р, градиенты концентрации и скоростей упорядоченного движения частиц, то вызванные ими Н. п. теплопроводности, диффузии, вязкого течения способствуют устранению различий свойств в разных частях системы и установлению равновесия. В неизолир. системах Н. п. могут протекать стационарно (без изменений физ. состояния системы, пример — теплопередача за счёт теплопроводности при пост. разности темп-р). Н. п. являются необратимым процессом, связанным с производством энтропии.

Д. Н. Зубарев.

НЕПРАЗВНОСТИ УРАВНЕНИЕ в гидромеханике — выражает закон сохранения массы для движущейся жидкости (газа). В переменных Эйлера (см. Эйлера уравнения гидромеханики) Н. у. имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0,$$

п в случае несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$)

$$\text{div} \mathbf{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0,$$

где t — время, x, y, z — координаты жидкой частицы; v_x, v_y, v_z — проекции её скорости \mathbf{v} ; ρ — плотность. Для одномерного течения вдоль оси (течение в струе, канале, трубе, сопле и т. п. с площадью поперечного сечения S) Н. у. принимает вид

$$\frac{\partial(\rho S v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho S v^2)}{\partial x} = 0.$$

При установившемся течении это ур-ние даёт $\rho S v = \text{const}$, т. е. закон постоянства расхода.

Н. у. в переменных Лагранжа см. Лагранжа уравнения гидромеханики.

ПЕРВЫЙ ЯМПУЛЬС — волна возбуждения, к-рая распространяется по нервному волокну и служит для передачи информации от периферии, рецепторных (чувствительных) окончаний к нервным центрам, внутри центр. нервной системы и от неё к исполнительным аппаратам — мышцам и железам. Прохождение Н. п. сопровождается переходными электрич. процессами, к-рые можно зарегистрировать как внеклеточными, так и внутриклеточными электродами.

Генерацию, передачу и переработку Н. п. осуществляет нервная система. Осн. структурным элементом нервной системы высших организмов является нервная клетка, или нейрон, состоящий из тела клетки и многочисл. отростков — дендритов и аксона (рис. 1). Один из отростков у периферии нейрона имеет большую длину — это нервное волокно, или аксон, протяжённость к-рого ~ 1 м, а толщина от 0,5 до 30 мкм. Различают два класса нервных волокон: мякотные (миелинизированные) и безмякотные. У мякотных волокон имеется миелиновая оболочка, образованная спец. мембраной, к-рая подобно изоляции накручивается на аксон. Протяжённость участков сплюснутой миелиновой оболочки составляет от 200 мкм до 1 мм, они прерываются т. н. перехватами Ранье в 1-2 м шириной. Миелиновая оболочка играет роль изоляции; нервное волокно на этих участках пассивно, электрически активна только мембрана в перехватах Ранье. Безмякотные волокна не имеют изолир. участков; их структура однородна по всей длине, а мембрана обладает электрич. активностью по всей поверхности.

Нервные волокна заканчиваются на телах или дендритах др. нервных клеток, но отделины от них про-

жутком шириной ~ 10 нм. Эта область контакта двух клеток назв. синапсом. Входящая в синапс мембрана аксона назв. пресинаптической, а соответствующая мембрана дендрита или мышцы — постсинаптической (см. Клеточные структуры).

В нормальных условиях по нервному волокну постоянно бегут серии Н. п., возникающих на дендритах или теле клетки и распространяющихся по аксону в направлении от тела клетки (аксон может проводить Н. п. в обоих направлениях). Частота этих периодич. разрядов несёт информацию о силе вызвавшего их раздражения; напр., при умеренной активности частота ~ 50 –100 импульсов/с. Сущность клеток, к-рые раздражаются с частотой ~ 1500 импульсов/с.

Скорость распространения Н. п. v зависит от типа нервного волокна и его диаметра d , $v \sim d^{1/2}$. В тонких волокнах нервной системы человека $v \sim 1$ м/с, а в толстых волокнах $v \sim 100$ –120 м/с.

Каждый Н. п. возникает в результате раздражения тела нервной клетки или нервного волокна. Н. п. всегда имеет один и те же характеристики (форму и скорость) независимо от силы раздражения, т. е. при подпороговом раздражении Н. п. не возникает совсем, а при надпороговом — имеет полную амплитуду.

После возбуждения наступает рефракторный период, в течение к-рого возбудимость нервного волокна снижена. Различают абс. рефракторный период, когда волокну нельзя возбудить никакими раздражителями, и относ. рефракторный период, когда возбуждение возможно, но его порог оказывается выше нормы. Абс. рефракторный период ограничивает сверху частоту передачи Н. п. Нервное волокно обладает свойством accommodation, т. е. привыкает к постоянно действующему раздражению, что выражается в постепенном повышении порога возбудимости. Это приводит к снижению частоты Н. п. и даже к их полному исчезновению. Если сила раздражения нарастает медленно, то возбуждения может не произойти даже после достижения порога.

Вдоль нервного волокна Н. п. распространяется в виде волны электрич. потенциала. В синапсе происходит смена механизма распространения. Когда Н. п. достигает пресинапч. окончания, в синапс, щель выделяется активное хим. вещество — медиатор. Медиатор диффундирует через синапс, щель и меняет проницаемость постсинапч. мембраны, в результате чего на ней возникает потенциал, вновь генерирующий распространяющийся импульс. Так действует хим. синапс. Встречается также электрич. синапс, когда след. нейрон возбуждается электрически.

Возбуждение Н. п. Физ. представления о появлении электрич. потенциалов в клетках основаны на т. н. мембранной теории. Клеточные мембраны разделяют растворы электролитов разной концентрации и обладают избират. проницаемостью для нек-рых ионов. Так, мембрана аксона представляет собой тонкий слой липидов и белков толщиной ~ 7 нм. Её электрич. сопротивление в состоянии покоя $\sim 0,1$ Ом·м², а ёмкость ~ 10 мФ/м². Внутри аксона высока концентрация ионов K^+ и мала концентрация ионов Na^+ и Cl^- , а в окружающей среде — наоборот.

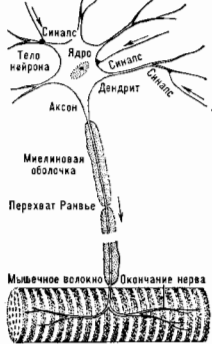


Рис. 1. Схема строения нервной клетки.

В состоянии покоя мембрана аксона проницаема для ионов K^+ . Из-за разницы концентраций C_K^o во внеш. и C_K^i во внутр. растворах на мембране устанавливается калиевый мембранный потенциал

$$\varphi_K = (kT/e) \ln(C_K^o/C_K^i),$$

где T — абс. темп-ра, e — заряд электрона. На мембране аксона действительно наблюдается потенциал покоя ~ -60 мВ, соответствующий указанной ф-ле.

Ионы Na^+ и Cl^- проникают через мембрану. Для поддержания необходимого неравновесного распределения ионов клетка использует систему активного транспорта, на работу к-рой расходуется клеточная энергия. Поэтому состояние покоя нервного волокна не является термодинамически равновесным. Оно стационарно благодаря действию ионных насосов, причём мембранный потенциал в условиях разомкнутой цепи определяется из равенства нулю полного электрич. тока.

Процесс первого возбуждения развивается следующим образом (см. также Биофизика). Если пропустить через аксон слабый импульс тока, приводящий к деполяризации

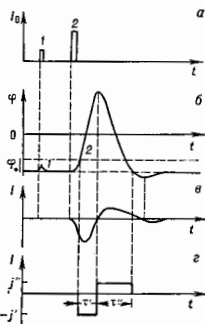


Рис. 2. Развитие потенциала действия в нервном волокне: а — подпороговое (1) и надпороговое (2) разражения; б — мембранный отклик; при надпороговом разражении возникает полный потенциал действия; в — ионный ток, протекающий через мембрану при возбуждении; з — аппроксимация ионного тока в простейшей аналитической модели.

мембраны, то после снятия внеш. воздействия потенциал монотонно возвращается к исходному уровню. В этих условиях аксон ведёт себя как пассивная электрич. цепь, состоящая из конденсатора и пост. сопротивления.

Если импульс тока превышает нек-рую пороговую величину, потенциал продолжает изменяться и после выключения возмущения; потенциал становится положительным и только потом возвращается к уровню покоя, причём вначале даже несколько проскакивает его (область гиперполяризации, рис. 2). Отклик мембраны при этом не зависит от возмущения; этот импульс наз. *п о т е н ц и а л о м д е й с т в и я*. Одновременно через мембрану течёт ионный ток, направленный сначала внутрь, а потом наружу (рис. 2, в).

Феноменологич. истолкование механизма возникновения Н. и. было дано А. Л. Ходжкином (А. Л. Hodgkin) и А. Ф. Хаксли (А. Ф. Huxley) в 1952. Полный ионный ток складается из трёх составляющих: калиевого, натриевого и тока утечки. Когда потенциал мембраны сдвигается на пороговую величину φ_* (~ 20 мВ), мембрана становится проницаемой для ионов Na^+ . Ионы Na^+ устремляются внутрь волокна, сдвигая мембранный потенциал, пока он не достигнет величины равновесного натриевого потенциала:

$$\varphi_{Na} = (kT/e) \ln(C_{Na}^o/C_{Na}^i),$$

составляющего ~ 60 мВ. Поэтому полная амплитуда потенциала действия достигает ~ 120 мВ. К моменту достижения макс. потенциала в мембране начинает развиваться калиевая (и одновременно уменьшаться натриевая) проводимость. В результате натриевый ток сме-

няется на калиевый, направленный наружу. Этот ток соответствует уменьшению потенциала действия.

Установлены эмпирич. ур-ния для описания натриевого и калиевого токов. Поведение мембранного потенциала при пространственно однородном возбуждении волокна определяется ур-нием:

$$C \Delta \varphi / dt = -I, \quad (1)$$

где C — ёмкость мембраны, I — ионный ток, складывающийся из калиевого, натриевого и тока утечки. Эти токи определяются пост. эдс φ_K , φ_{Na} и φ_l и проводимостями g_K , g_{Na} и g_l :

$$I = g_{Na}(\varphi - \varphi_{Na}) + g_K(\varphi - \varphi_K) + g_l(\varphi - \varphi_l). \quad (2)$$

Величину g_l считают постоянной, проводимости g_{Na} и g_K описываются с помощью параметров m , h и n :

$$g_{Na} = \bar{g}_{Na} m^3 h, \quad g_K = \bar{g}_K n^4, \quad (3)$$

\bar{g}_{Na} , \bar{g}_K — постоянные; параметры m , h и n удовлетворяют линейным ур-ниям

$$\begin{aligned} dm/dt &= \alpha_m(1-m) - \beta_m m, \\ dh/dt &= \alpha_h(1-h) - \beta_h h, \\ dn/dt &= \alpha_n(1-n) - \beta_n n. \end{aligned} \quad (4)$$

Зависимость коэф. α и β от мембранного потенциала φ (рис. 3) выбирают из условия наилучшего совпадения

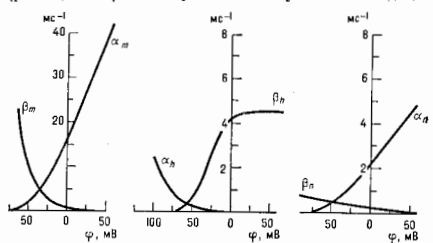


Рис. 3. Зависимость коэффициентов α и β от мембранного потенциала.

расчётных и измеряемых кривых $I(t)$. Этими же соображениями вызван выбор параметров. Зависимость стационарных значений m , h и n от мембранного потенциала приведена на рис. 4. Существуют модели с большим числом параметров. Т. о., мембрана нервного волокна представляет собой нелинейный ионный проводник, свойства к-рого существенно зависят от электрич. поля. Механизм генерации возбуждения изучен плохо. Ур-ния Ходжкина — Хаксли дают лишь удачное эмпирич. описание явления, за к-рым нет конкретной физ. модели. Поэтому важной задачей является изучение механизмов протекания электрич. тока через мембраны, в частности через управляемые электр. поля ионные каналы.

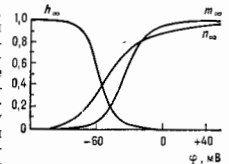


Рис. 4. Зависимость стационарных значений m , h и n от мембранного потенциала.

Распространение Н. и. П. и. может распространяться вдоль волокна без затухания и с пост. скоростью. Это связано с тем, что необходимая для передачи сигнала энергия не поступает из единого центра, а черпается на месте, в каждой точке волокна. В соответствии с двумя типами волокон существуют два способа передачи Н. и.: непрерывный и скачкотворный (скачкообразный), когда импульс движется от одного перехвата Ранье к

другому, перепрыгивая через области миелиновой изоляции.

В случае демиелинизации волокна распределение мембранного потенциала $\phi(x, t)$ определяется уравнением:

$$C d\phi/dt = R^{-1} \partial^2 \phi / \partial x^2 - I, \quad (5)$$

где C — ёмкость мембраны, приходящаяся на единицу длины волокна, R — сумма продольных (внутриклеточного и внеклеточного) сопротивлений на единицу длины волокна, I — поперечный ток, протекающий через мембрану волокна единичной длины. Электрический ток I является функцией от потенциала ϕ , к-рый зависит от времени t и координаты x . Эта зависимость определяется уравнениями (2)–(4).

Вид функционала I специфичен для биологической возбудимой среды. Однако уравнение (5), если отвлечься от вида I , имеет более общий характер и описывает многие физ. явления, напр. процесс горения. Поэтому передача $N. и.$ упрощают горению порохового шнура. Если в будущем пламени процесс поджигания осуществляется за счёт теплопроводности, то в $N. и.$ возбуждение происходит при помощи т. н. локальных токов (рис. 5).



Рис. 5. Локальные токи, обеспечивающие распространение нервного импульса.

Ур-ния Ходжкина — Хаксли для распространения $N. и.$ решались численно. Полученные решения вместе с накопленными эксперим. данными показали, что распространение $N. и.$ не зависит от деталей процесса возбуждения. Качество картину распространения $N. и.$ можно получить при помощи простых моделей, отражающих лишь общие свойства возбуждения. Такой подход позволил рассчитывать скорость и форму $N. и.$ в однородном волокне, их изменение при наличии неоднородности и даже сложные режимы распространения возбуждения в активных средах, напр. в сердечной мышце. Существует неск. матем. моделей подобного рода. Простейшая из них такова. Ионный ток, протекающий через мембрану при прохождении $N. и.$, является знакопеременным: вначале он течёт внутри волокна, а потом наружу. Поэтому его можно аппроксимировать кусочно-постоянной ф-цией (рис. 2, з). Возбуждение происходит, когда мембранный потенциал сдвигается на пороговую величину ϕ_0 . В этот момент возникает ток, направленный внутрь волокна и равный по модулю j' . Спустя время t' ток меняется на противоположный, равный j'' . Эта фаза продолжается в течение времени $\sim t''$. Автоматическое решение ур-ния (5) можно найти как ф-цию переменной $t = x/v$, где v — скорость распространения $N. и.$ (рис. 2, б).

В реальных волокнах время t' достаточно велико, поэтому только оно определяет скорость v , для к-рой справедлива ф-ла: $v = (j'/\phi_0 RC)^{1/2}$. Учитывая, что $j' \sim \sim d$, $R \sim d^2$ и $C \sim d$, где d — диаметр волокна, находим в согласии с экспериментом, что $v \sim d^{1/2}$. С помощью кусочно-постоянной аппроксимации находят форму потенциала действия.

Ур-ние (5) для распространяющегося $N. и.$ в действительности допускает два решения. Второе решение оказывается неустойчивым; оно даёт $N. и.$ со значительно меньшей скоростью и амплитудой потенциала. Наличие второго, неустойчивого, решения имеет аналогию в теории горения. При распространении пламени с боковым теплоотводом также возможно возникновение неустойчивого режима. Простую аналитич. модель $N. и.$ можно усовершенствовать, учитывая дополнит. детали.

При изменении сечения и при ветвлении нервных волокон прохождении $N. и.$ может быть затруднено или даже полностью блокировано. В расширяющемся волокне (рис. 6) скорость импульса по мере приближения к расширению убывает, а после расширения начинает расти, пока не выйдет на новое стационарное значение. Замедление $N. и.$ тем сильнее, чем больше разница в сечениях. При достаточно большом расширении $N. и.$ останавливается. Существует критич. расширение волокна, к-рое задерживает $N. и.$

При обратном движении $N. и.$ (из широкого волокна в узкое) блокирование не происходит, но изменение скорости носит противоположный характер. При подходе к сужению скорость $N. и.$ увеличивается, а затем начинает падать до нового стационарного значения. На графике скорости (рис. 6а) получается своего рода петля гистерезиса.

Другой тип неоднородности — ветвление волокон. В узле ветвления возможны разл. варианты прохождения и блокирования импульсов. При несинхронном под-

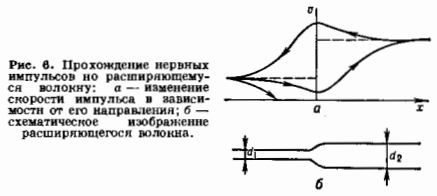


Рис. 6. Прохождение нервных импульсов по расширяющемуся волокну: а — изменение скорости импульса в зависимости от его направления; б — схематическое изображение расширяющегося волокна.

ходе $N. и.$ условие блокирования зависит от временного сдвига. Если временной сдвиг между импульсами мал, то они помогают друг другу проникнуть в широкое третье волокно. Если сдвиг достаточно велик, то $N. и.$ мешают друг другу. Связано это с тем, что $N. и.$, подошедши первым, но не сумевши возбудить третье волокно, частично переводит узел в рефракторное состояние. Кроме того, возникает эффект синхронизации: по мере приближения $N. и.$ к узлу их запаздывание друг относительно друга уменьшается.

Взаимодействие $N. и.$ и нервные волокна в организме объединены в лучки или нервные стволы, образующие подобие многожильного кабеля. Все волокна в лучке представляют собой самостоят. линии связи, но имеют один общий «провод» — межклеточную жидкость. Когда по любому из волокон бежит $N. и.$, он создаёт в межклеточной жидкости электрич. поле, к-рое влияет на мембранный потенциал соседних волокон. Обычно такое влияние пренебрежимо мало и линии связи работают без взаимных помех, но оно проявляется в патологич. и искусств. условиях. Обработывая нервные стволы спец. хим. веществами, удаётся наблюдать не только взаимные помехи, но и передачу возбуждения в соседние волокна.

Известны эксперименты по взаимодействию двух нервных волокон, помещённых в ограниченный объём внеш. раствора. Если по одному из волокон бежит $N. и.$, то одновременно изменяется возбудимость второго волокна. Изменение происходит три стадии. Вначале возбудимость второго волокна падает (повышается порог возбуждения). Это уменьшение возбудимости опережает потенциал действия, текущий по первому волокну, и длится примерно до тех пор, пока потенциал в первом волокне не достигнет максимума. Затем возбудимость растёт, эта стадия совпадает по времени с процессом уменьшения потенциала в первом волокне. Возбудимость ещё раз уменьшается, когда в первом волокне происходит небольшая гиперполяризация мембраны.

При одноврем. прохождении $N. и.$ по двум волокнам иногда удавалось достигнуть их синхронизации. Несмотря на то что собств. скорости $N. и.$ в разных воло-

нак различны, при их одноврем. возбуждении мог возникнуть коллективный Н. и. Если собств. скорости были одинаковы, то коллективный импульс имел меньшую скорость. При заметном отличии собств. скоростей коллективная скорость имела промежуточное значение. Синхронизоваться могли лишь Н. и., скорости к-рых отличались не слишком сильно.

Матем. описание этого явления даётся системой ур-ний для мембранных потенциалов двух параллельных волокон φ_1 и φ_2 :

$$\begin{aligned} C_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} &= \frac{R_1 + R_2}{\gamma} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} - \frac{R_2}{\gamma} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} - I_1, \\ C_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} &= -\frac{R_2}{\gamma} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} + \frac{R_1 + R_2}{\gamma} \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} - I_2, \end{aligned} \quad (6)$$

где R_1 и R_2 — продольные сопротивления первого и второго волокон, R_3 — продольное сопротивление внешней среды, $\gamma = R_1 R_2 + R_1 R_3 + R_2 R_3$. Ионные токи I_1 и I_2 можно описать той или иной моделью первого возбуждения.

При использовании простой аналитич. модели решение приводит к след. картине. Когда возбуждается одно волокно, в соседнем наводится знакопеременный мембранный потенциал: вначале волокно гиперполяризуется, затем деполаризуется и, наконец, ещё раз гиперполяризуется. Эти три фазы соответствуют понижению, повышению и новому понижению возбудимости волокна. При нормальных значениях параметров сдвиг мембранного потенциала во второй фазе в сторону деполаризации не достигает порога, поэтому передачи возбуждения в соседнее волокно не происходит. При одноврем. возбуждении двух волокон система (6) допускает совместное автомодельное решение, к-рое соответствует двум Н. и., движущимся с одинаковой скоростью по мат. расстоянию друг от друга. Если впереди находится медленный Н. и., то он притормаживает быстрый импульс, не выпуская его вперёд; оба движутся с относительно малой скоростью. Если же впереди находится быстрый Н. и., то он подтягивает за собой медленный импульс. Коллективная скорость оказывается близкой к собств. скорости быстрого импульса. В сложных нейронных структурах возможно появление *автоволн*.

Возбудимые среды. Нервные клетки в организме объединены в нейронные сети, к-рые в зависимости от частоты ветвления волокон разделяют на редкие и густые. В редкой сети отд. элементы возбуждаются независимо друг от друга и взаимодействуют только в узлах ветвления, как описано выше.

В густой сети возбуждение охватывает сразу много элементов, так что их детальная структура и способ соединения между собой оказываются несущественными. Сеть ведёт себя как непрерывная возбудимая среда, параметры к-рой определяют возникновение и распространение возбуждения.

Возбудимая среда может быть трёхмерной, хотя чаще её рассматривают как двумерную поверхность. Возбуждение, возникшее в к.-л. точке поверхности, распространяется во все стороны в виде кольцевой волны. Волна возбуждения может обогнуть препятствия, но не может от них отражаться, не отражается она и от границы среды. При столкновении волн между собой происходит их взаимное уничтожение; проити друг сквозь друга эти волны не могут из-за наличия позади фронта возбуждения рефракторной области.

Примером возбудимой среды является сердечный нервно-мышечный синцитий — объединение нервных и мышечных волокон в единую проводящую систему, способную передавать возбуждение в любом направлении. Нервно-мышечные синцитии сокращаются синхронно, подчиняясь волне возбуждения, к-рую посылает единый управляющий центр — водитель ритма. Единый ритм иногда нарушается, возникает аритмия. Один из таких режимов наз. трепетанием предсердий: это автономные сокращения, вызванные циркуляцией возбуждения вокруг препятствия,

напр. верхней или нижней вены. Для возникновения подобного режима периметр препятствия должен превышать длину волны возбуждения, равную в предсердии человека ~ 5 см. При трепетании происходит периодич. сокращение предсердий с частотой 3—5 Гц. Более сложный режим возбуждения представляет собой фибрилляция желудочков сердца, когда отд. элементы сердечной мышцы начинают сокращаться без внеш. команды и без связи с соседними элементами с частотой ~ 10 Гц. Фибрилляция приводит к прекращению циркуляции крови.

Возникновение и поддержание спонтанной активности возбудимой среды неразрывно связаны с возникновением источников волн. Простейший источник волн (группа спонтанно возбуждающихся клеток) может обеспечить периодич. нульсвой активности, так устроен водитель ритма сердца.

Источники возбуждения могут возникать и за счёт сложной пространств. организации режима возбуждения, напр. ревербератор типа вращающейся спиральной волны, появляющийся в простейшей возбудимой среде. Другой вид ревербератора возникает в среде, состоящей из элементов двух типов с разными программами возбуждения: ревербератор периодических возбуждений, то другие элементы, меняя при этом направление своего движения и порождая плоские волны.

Третий вид источника — ведущий центр (источник эха), к-рый появляется в среде, неоднородной по рефракторности или порогу возбуждения. В этом случае на неоднородности возникает отражённая волна (эхо). Наличие подобных источников волн приводит к появлению сложных режимов возбуждения, исследуемых в теории автоволн.

Лит.: Холмстедт А., Нервный импульс, пер. с англ., М., 1965; Иваниц В., Нерв, мышца и синяк, пер. с англ., М., 1968; Холдоров В. И., Проблема возбудимости, Л., 1969; Тасакан И., Первое возбуждение, пер. с англ., М., 1971; Марцин В. С., Пастушев И. В., О Чидзаве и же в Ю. А., Теория возбудимых сред, М., 1981. В. С. Марцин.

НЕРНСТА ТЕОРЕМА — то же, что *Третье начало термодинамики*.

НЕРНСТА ЭФФЕКТ (продольный гальванотермомagnetный эффект) — появление в проводнике, по к-рому течёт ток I , находящемся в магн. поле H , градиента темп-ры ∇T , направленного вдоль тока I ; градиент темп-ры не меняет знак при изменении направления поля H на обратное (чётный эффект). Открыт В. Г. Нернстом (W. N. Nernst) в 1888. Н. э. возникает в результате того, что перенос тепла (поток носителей заряда) сопровождается потоком тепла. Фактически Н. э. представляет собой *Пельтье эффект* в условиях, когда возникающая на концах образца разность темп-ры приводит к компенсации потока тепла, связанного с током I , потоком тепла за счёт теплопроводности. Н. э. наблюдается также и в отсутствие магн. поля.

НЕРНСТА—ЭТТИНГСАУЗЕНА ЭФФЕКТ — явление электрич. поля E_{\perp} в проводнике, в к-ром есть градиент темп-ры ∇T , в направлении, перпендикулярном магн. полю H . Различают поперечный и продольный эффекты.

Поперечный Н.—Э. э. состоит в появлении электрич. поля E_{\perp} (разности потенциалов V_{\perp}) в направлении, перпендикулярном H и ∇T . В отсутствие магн. поля термоэлектрич. поле компенсирует поток носителей заряда, создаваемый градиентом темп-ры, причём компенсация имеет место лишь для полного тока: электроны с энергией, большей средней (горячие), движутся от горячего конца образца к холодному, электроны с энергией, меньшей средней (холодные), — в противоположном направлении. Сила Лоренца, отклоняет эти группы носителей в направлении, перпендикулярном ∇T и магн. полю, в разные стороны; угол отклонения (угол Холла) определяется временем релаксации τ данной группы носителей, т. е. различается для горячих и холодных носителей, если τ зависит от энергии. При этом ток холодных и горячих носителей в поперечном направле-

нии (∇T и ∇n) не могут компенсировать друг друга. Это приводит к появлению поля $E_{\text{на}}^1$, величина которого определяется из условия равенства 0 суммарного тока $j = 0$.

Величина поля $E_{\text{на}}^1$ зависит от ∇T , N и свойств вещества, характеризующихся коэф. Нернста—Эттингсхаузена N_1 :

$$E_{\text{на}}^1 = N_1 \nabla T$$

В полупроводниках под действием ∇T носители заряда разных знаков движутся в одну сторону, а в магн. поле отклоняются в противоположные стороны. В результате направление поля Нернста—Эттингсхаузена, создаваемого зарядами разного знака, не зависит от знака носителей. Это существенно отличает поперечный Н.—Э. э. от Холла эффекта, где направление поля Холла различно для зарядов разного знака.

Т. к. коэф. N_1 определяется зависимостью времени τ релаксации носителей от их энергии \mathcal{E} , то Н.—Э. э. чувствителен к механизму рассеяния носителей заряда. Рассеяние носителей заряда уменьшает влияние магн. поля. Если $\tau \sim \mathcal{E}^r$, то при $r > 0$ горячие носители рассеиваются реже холодных и направление поля $E_{\text{на}}^1$ определяется направлением отклонения в магн. поле горячих носителей. При $r < 0$ направление $E_{\text{на}}^1$ противоположно и определяется холодными носителями.

В металлах, где ток переносится электронами с энергией в интервале $\sim kT$ вблизи Ферми поверхности, величина N_1 задается производной $\partial \tau / \partial \mathcal{E}$ на Ферми-поверхности $\mathcal{E}_F = \text{const}$ (обычно у металлов $N_1 > 0$, но, напр., у меди $N_1 < 0$).

Измерения Н.—Э. э. в полупроводниках позволяют определить r , т. е. восстановить τ -функцию (\mathcal{E}). Обычно при высоких темп-рах в области собств. проводимости полупроводника $N_1 < 0$ из-за рассеяния носителей в оптич. фононах. При понижении темп-ры возникает область с $N_1 > 0$, соответствующая примесной проводимости и рассеянию носителей гл. обр. на фононах ($r < 0$). При ещё более низких T доминирует рассеяние на ионизов. примесях с $N_1 < 0$ ($r > 0$).

В слабых магн. полях ($\omega \tau \ll 1$, где $\omega = \text{циклотронная частота носителей}$) N_1 не зависит от H . В сильных полях ($\omega \tau \gg 1$) коэф. N_1 пропорц. $1/H^2$. В анизотропных проводниках коэф. N_1 — тензор. На величину N_1 влияют увеличение электронов фотонами (увеличивает N_1), анизотропия Ферми-поверхности и др.

Продольный Н.—Э. э. состоит в возникновении электрич. поля $E_{\text{на}}^1$ (разности потенциалов $V_{\text{на}}^1$) вдоль ∇T при наличии $H \perp \nabla T$. Т. к. вдоль ∇T существует термоэлектрич. поле $E^x = \alpha \nabla T$, где α — коэф. термоэлектрич. поля, то возникновению дополнит. поля вдоль ∇T равносильно изменению поля E^x при паложении магн. поля:

$$E_{\text{на}}^1 = E^x(H) - E^x(0) = N_1 \alpha H^2 \nabla T,$$

$$N_1 = \frac{\alpha(H) - \alpha(0)}{\alpha(0)H^2} = \frac{1}{H^2} \frac{\Delta \alpha}{\alpha(0)}.$$

Магн. поле, искривляя траектории электронов (см. выше), уменьшает их длину свободного пробега l в направлении ∇T . Т. к. время свободного пробега (время релаксации τ) зависит от энергии электронов \mathcal{E} , то уменьшение l неодинаково для горячих и холодных носителей: оно меньше для той группы, для которой τ меньше. Т. о., магн. поле меняет роль быстрых и медленных носителей в переносе энергии, и термоэлектрич. поле, обеспечивающее отсутствие переноса заряда при переносе энергии, должно измениться. При этом коэф. N_1 также зависит от механизма рассеяния носителей. Термоэлектрич. ток растёт, если τ падает с ростом энергии носителей \mathcal{E} (при рассеянии носителей на акустич. фононах), или уменьшается, если τ увеличивается

с увеличением \mathcal{E} (при рассеянии на примесях). Если электроны с разными энергиями имеют одинаковое τ , эффект исчезает ($N_1 = 0$). Поэтому в металлах, где диапазон энергий электронов, участвующих в процессах переноса, мал ($\sim kT$), N_1 мало: $N_1 \sim kT / \mathcal{E}_F \ll 1$. В полупроводнике с двумя сортами носителей $N_1 \sim \sim \mathcal{E}_F / kT$. При низких темп-рах N_1 может также возрастать из-за влияния увлечения электронов фононами. В сильных магн. полях полное термоэлектрич. поле в магн. поле «насыщается» и не зависит от механизма рассеяния носителей. В ферромагн. металлах Н.—Э. э. имеет особенности, связанные с наличием спонтанной намагниченности.

Лит.: Дана и др. Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Цидильковский и И. М., Термомагнитные явления в полупроводниках, М., 1969; Ковалевский Е. И., К теории явления Нернста—Эттингсхаузена у ферромагнитных металлов, ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 510; Киреев П. С., Физика полупроводников, 2 изд., М., 1975. М. С. Бреслер.

НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗЯД — электрич. ток в газах, существующий при заданной разности потенциалов лишь при наличии внеш. ионизатора (см. *Электрические разряды в газах*).

НЕСОЗЕРМАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА (неоизмерная структура; др. названия: витовая, спиральная, геликоидальная, длиннопериодическая, модулированная) — тип магн. упорядочения в кристаллах, при к-ром периоды магн. упорядочения хотя бы в одном направлении несоизмеримы с периодами кристаллич. решётки. Существование Н. м. с. связано с тем, что значения магн. периодов зависят от внеш. условий (темп-ры, давления и др.) и пробегают при изменении этих условий нек-рый непрерывный интервал значений как несоизмеримых, так и соизмеримых с периодами кристаллич. решётки (описание магн. структур, в т. ч. и Н. м. с., на языке волновых векторов k дано в ст. *Магнитная атомная структура*).

Причины возникновения Н. м. с. разл. типов состоят в конкуренции взаимодействий, стремящихся установить разл. соизмеримые магн. структуры (напр., ферромагнитные и антиферромагнитные). В частности, в металлах, магнетиках это находит своё выражение в спиральных структурах, обусловленных осциллирующим РККИ-обменным взаимодействием; в магнетиках с локализованными магн. моментами спиральная магн. структура часто реализуется в результате конкуренции обменных взаимодействий разных знаков между ближайшими и вторыми соседями (т. н. обменная спираль); встречаются и более сложные случаи обменно-релятивистских спиралей.

Типичное эксперим. проявление Н. м. с. — наличие на магн. нейтрограмме пары (или дес. пар) равноотстоящих слабых пиков-сателлитов, обрамляющих структурный брэгговский пик (см. *Магнитная нейтронография*). Расстояние же до сателлитов на нейтрограмме непосредственно связано с величиной магн. периода. В общем случае волновой вектор Н. м. с. можно представить в виде $k = k_0 + \delta k$, где $|k_0| = 2\pi/\lambda$ (λ — целое число, α — постоянная решётки). Величина k_0 определяет центр группы сателлитов, а δk зависит от темп-ры и является мерой удалённости сателлитов от центра.

Лит.: Дана и др. Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982; Изаюмов Ю. А., Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, 1987. В. Е. Наум.

НЕСОЗЕРМАЯ СТРУКТУРА — суперпозиция нек-р. периодич. структур, в к-рой хотя бы одно из отстоящих периодов разл. составляющих λ непрерывно зависит от внеш. условий, напр. темп-ры T . При непрерывном изменении T эта величина может «пробегать» иррациональные значения. Н. с. широко распространены в природе. Это нек-рые сегнетоэлектрики, пьезоэлектрики, интеркалированные соединения графита, адсорб. моносл., несоизмерные магнитные структуры и др.

Н. с. можно описывать как пространства, модулирующие (замороженную волну) нек-рого параметра, напр.

магн. момента (синоусоидальные и теликоидальные магнитные структуры); плотности спинов (см. *Спиновая плотность волны*); плотности электрич. заряда (см. *Волны зарядовой плотности*); степени упорядочения в шихлах (периодич. структуры антифазных доменов); смещений ионов относительно их положений в исходной фазе; угла наклона молекул в слое смектик. *жидкого кристалла* (крупные смектики) и т. п.

При иррациональном отношении периода «замороженной волны» к периоду осн. структуры термодинамич. потенциал системы не меняется при сдвиге «замороженной волны» как целого (изменением её фазы). Это означает, что $H. c.$ относится к вырожденным системам, энергия к-рых не меняется при однородном по объёму изменении век-рой фазы.

Одно из проявлений вырожденности $H. c.$ — наличие в ней наряду с обычными акустич. фононными ветвями (см. *Колемания кристаллической решётки*) дополнит. акустич. ветвей (от 1 до 3) с частотой ω , обращаящейся в 0 при стремлении к 0 волнового вектора K . Такие возбуждения наз. *фононами*. В отличие от акустич. фонона частота длинноволнового фазона меньше коэф. затухания и возбуждение носит не колебательный, а релаксационный характер. Это объясняется тем, что даже при сдвиге «замороженной волны», переводящем кристалл в энергетически эквивалентное состояние, происходят смещения атомов в $H. c.$ друг относительно друга и, следовательно, при конечной скорости этого сдвига имеет место диссипация энергии. Наличие фазона проявляется при неупругом рассеянии излучений, а также в особенностях спи-решёточной релаксации.

Др. важным следствием вырожденности $H. c.$ является влияние на их свойства дефектов кристалла. Если энергия дефекта зависит от параметра, модуляция к-рого описывает $H. c.$, дефект фиксирует фазу «замороженной волны» в точке своей локализации. В результате при конечной концентрации случайно расположенных дефектов $H. c.$ искажается. При этом дальний порядок в $H. c.$ отсутствует, т. е. дифракц. максимумы, отвечающие «замороженной волне», должны иметь конечную ширину даже в бесконечном кристалле. Это — результат того, что возмущения, зносимые в $H. c.$ дефектом, медленно спадают по мере удаления от дефекта ($\sim r^{-1}$).

Рассмотрим изолированный неподвижный дефект в $H. c.$ Смещение «замороженной волны» как целого связано для такой системы с приращением в энергии, т. е. «волна» не находится больше в безразличном равновесии. Возникает захват «волны». Др. словами, фазон перестаёт быть возбуждением с частотой $\omega \rightarrow 0$ при $K \rightarrow 0$, т. е. в спектре фазона возникает энергетич. щель. Сказанное справедливо для $T = OK$. Т. к. фаза «волны» определена неоднозначно, изменение её локального значения на $2\pi n$ (n — целое число) не изменяет энергии дефекта. Т. о., дефект закрепляет «волну» не вполне жёстко: допускаются скачкообразные её перемещения относительно дефекта с переходом через энергетич. барьер. При $T > OK$ такие перемещения возможны в результате термоактивиз. процесса при сколь угодно слабой силе, стремящейся сместить волну, т. е. щель для фазона, строго говоря, отсутствует. В системе с конечной концентрацией дефектов $H. c.$ имеет множество метастабильных состояний. Поэтому приближение к равновесию в $H. c.$ с дефектами обладает особенностями, характерными для *стекла*, в частности, имеет место долговрем. релаксация, не описываемая простыми экспоненциальными зависимостями от времени.

Долговрем. релаксация проявляется в гистерезисе, напр. для температурной зависимости периода волны λ (в единицах постоянной решётки осн. структуры). Наблюдаются две разл. зависимости $\lambda(T)$ для нагрева и охлаждения. Это означает, что в обоих случаях наблюдаются неравновесные структуры. Если фиксировать T в течение долгого времени (иногда сотни ч), то λ приближается к равновесному значению, промежуточному между значениями, соответствующими нагре-

ванию и охлаждению. Релаксация λ отличается от экспоненциальной. Если после нек-рого охлаждения кристалла начать нагревание, то λ остаётся постоянным до тех пор, пока не будет достигнута кривая нагрева, и затем λ изменяется в соответствии с этой кривой (аналогично при переходе от нагрева к охлаждению). Это означает, что заметное изменение периода $H. c.$ λ происходит только при конечной величине перегрева или переохлаждения. При переходе от охлаждения кристалла к нагреву λ начинает изменяться лишь с нек-рой величины перегрева.

Возможны также др. эффекты в $H. c.$, связанные с диффузией дефектов. При длит. выдержке кристалла при данном T дефекты перераспределяются, собираясь в наиб. энергетически выгодных участках «волны». «Замороженная волна» дефектов может затем долгое время сохраняться в кристалле, и момент прохождения той тем-ры, при к-рой происходило формирование этой «волны», отмечается по особенностям в температурной зависимости разл. величин.

Кроме взаимодействия «волны» с дефектами кристалла структура $H. c.$ в большой мере определяется взаимодействием «волны» с осн. структурой. В трёхмерных системах благодаря этому взаимодействию $H. c.$ в строгом смысле слова не существуют даже в идеальном кристалле. Можно показать, что при иррациональном отношении λ периода «замороженной волны» к периоду осн. структуры система обладает большим термодинамич. потенциалом, чем при любом рациональном значении λ , бесконечно близком к данному иррациональному. Поэтому при данной T существует бесконечное кол-во устойчивых фаз с разл. (рациональными) значениями λ . При изменении T равновесная система должна испытать бесконечное число фазовых переходов между этими со-размерными (C) структурами. В большинстве случаев, однако, скачки разл. величин, напр. теплоёмкости, при таких переходах оказываются столь малыми, что свойства системы неотличимы от свойств $H. c.$ в двумерных системах включая осн. структуры ослаблено из-за тепловых флуктуаций (роль к-рых возрастает при переходе к системам меньшей размерности). При конечной T устойчивыми оказываются только со-размерные фазы с не очень большим отношением периодов. На фазовой диаграмме с ними граничат особые $H. c.$ с «квазиидальными порядком», когда соответствующие корреляц. функции обнаруживают не простое осцилляц. поведение (как для периодич. структуры), а с амплитудой осцилляций, убывающей с расстоянием по степенному закону.

В большинстве случаев $H. c.$ наблюдаются как промежуточная фаза, расположенная на фазовой диаграмме между двумя со-размерными фазами, причём группы симметрии этих фаз связаны соотношением группа — под-группа. Более симметричную фазу наз. обычно нормальной (H), менее симметричную — со-размерной (C). Характер $H. c.$ претерпевает заметную эволюцию при изменении внеш. параметров. Наиб. типичным является случай, когда близки тем-ры перехода из H -фазы ($T = T_1$) распределение соответствующего параметра в «замороженной волне» имеет синоусоидальный характер. При удалении от T_1 увеличивается вклад высших гармоник в пространств. распределение этого параметра и $H. c.$ становится похожей на периодич. структуру до-мёнов C -фазы (говорят также о периодич. решётке *солитонов*, обозначая термином *солитон* границу доменов). При приближении к переходу в C -фазу ($T = T_2$) расстояние между солитонами увеличивается. Если оно стремится к бесконечности, происходит непрерывный переход в C -фазу. В большинстве случаев, однако, переход в C -фазу носит скачкообразный характер.

Для описания свойств $H. c.$ вблизи T_2 полезна след. картина её образования. Рассмотрим доменную границу в C -фазе. При определённых условиях её энергия может изменить знак, став отрицательной. В системе начнётся размыкание доменных границ, их равновесная

концентрация будет определяться конкурренцией между собой. энергией границ и энергией их взаимодействия. Если это взаимодействие носит характер отталкивания для всех расстояний между границами, то при переходе в область, где энергия границ отрицательна, их концентрация изменяется непрерывно, возрастает от нулевого значения. Если же имеет место притяжение между границами, то концентрация границ скачкообразно увеличивается до конечной величины.

Частым случаем Н. с. является решётка вихрей в сверхпроводнике второго рода. Пространственно неоднородные структуры, характер которых определяется граничными условиями (напр., доменная структура в пластине сегнетоэлектрика или ферромагнетика), обычно не относятся к Н. с., подбёржив тем самым, что период и др. характеристики последних определяются параметрами вещества, а не его геометрией.

Дан.: Л. ван ден Ховен, Л. П. Физик, Е. М. Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982, § 52; С. Рукон в Б. А. Л. в в. Ю. А. П., Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М., 1983; Брус А., Каули Р., Структурные фазовые переходы, пер. с англ., М., 1984; И. Яковлев Ю. А., Сыромьятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984; Incommensurate phases in dielectrics, v. 1 — Fundamentals, v. 2 — Materials, Amst., 1986. А. Д. Левинзон.

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЁТНОСТИ В ЯДРАХ — отсутствие определённой чётности ядерных волновых функций по отношению к пространств. отражению (*P*-инверсии), т. е. по отношению к одновременно изменяющему направлений всех координатных осей на противоположные (см. Чётность). Причиной Н. ч. в я. является слабое взаимодействие между составляющими ядро нуклонами (нейтронами и протонами). Ядерные силы с учётом слабого взаимодействия представляются в виде суммы доминирующего *P*-чётного вклада сильного взаимодействия и малой *P*-нечётной добавки слабого взаимодействия. Относит. величина (*F*) слабых межнуклонных сил в ядре определяется константой слабого взаимодействия $G = 10^{-5} m^2$ (m — масса нуклона) и безразмерной массой μ и α , характеризующей межнуклонные расстояния $1/\mu$ в ядре:

$$F = 10^{-5} (\mu/m)^2 \approx 2 \cdot 10^{-7}.$$

В результате модули волновой функции ядра до и после *P*-инверсии отличаются друг от друга, вообще говоря, на относит. величину $\sim 10^{-7}$. Малость эффекта затрудняет его эксперим. исследование.

Несохранение чётности на уровне порядка 10^{-7} было зарегистрировано непосредственно в нуклон-нуклонном взаимодействии (1980) при рассеянии поляризов. протона на поляризов. протонной мишени [1]. Однако открытие Н. ч. в я. было сделано раньше (1964). Оно стало возможным благодаря тому, что в ряде случаев есть усиление эффектов Н. ч. в я., предсказанное теоретически [2,3]. Известны три источника такого усиления — динамич., кинематич. и структурное.

Динамическое усиление. Если пренебречь слабым взаимодействием, то ядерному состоянию α с определённой чётностью отвечает волновая функция ψ_α . При его учёте волновая функция имеет вид суперпозиции, содержащей помимо ψ_α небольшую примесь состояний с чётностью, противоположной чётности ψ_α , причём наиб. вклад в примесь даёт волновая функция ψ_β ближайшего по энергии состояния β ядра:

$$\psi = \psi_\alpha + \alpha \psi_\beta. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = \langle \beta | H_W | \alpha \rangle / (\epsilon_\alpha - \epsilon_\beta)$, $\langle \beta | H_K | \alpha \rangle$ — матричный элемент гамильтониана слабого взаимодействия между нуклонами, ϵ_α , ϵ_β — энергии состояний α и β . При отсутствии усиления $\alpha = F \sim 10^{-7}$. Если энергии ϵ_α и ϵ_β близки, то $\epsilon_\alpha - \epsilon_\beta$ мало, что может усиливать примесь состояний с противоположной чётностью в $10^2 - 10^3$ раз, т. е. до величин $\sim 10^{-4}$. Благоприятные условия для динамич. усиления возникают в тяжёлых ядрах, где плотность энергии, ур. энергии велика, а расстояния между уровнями малы.

Кинематическое усиление. Амплитуда *M* ядерной реакции (см. Амплитуда процесса) или γ -перехода между ядерными состояниями с образованием или распадом состояния с неопределённой чётностью может быть представлена в виде суммы:

$$M = M_a + \alpha M_b, \quad (2)$$

здесь M_a и M_b — амплитуды процесса (в пренебрежении слабым взаимодействием), соответствующие образованию или распаду состояний a и b , обладающих противоположными чётностями. Относит. величина не сохраняющего чётность вклада αM_b усилена, если «основная» амплитуда M_a подавлена по к.-л. кинематич. причине. Пусть M_a и M_b — амплитуды поглощения ядром медленных продольно поляризованных нейтронов с орбитальными моментами $L = 1$ или 0. При поглощении могут образовываться резонансные состояния ядра (*p*- и *s*-резонансы) с одним и тем же моментом, но с противоположными чётностями [чётность $l = (-1)^L$]. Эти состояния смешиваются слабым взаимодействием, в результате амплитуда приобретает вид (2), т. е. возникает интерференция амплитуд противоположной чётности. Т. к. проекция спина нейтрона при *P*-инверсии не меняет знака, а импульс меняет, то проекция спина на импульс меняет знак при *P*-инверсии. Поэтому при сохранении чётности сечение поглощения не может зависеть от знака продольной поляризации нейтрона и должно оставаться неизменным при изменении поляризации на противоположную. Несохранение чётности проявляется в неодинаковости отвечающих амплитуде (2) сечений поглощения нейтронов, поляризованных по импульсу и против импульса. В *p*-резонансе отношение M_a/M_b пропорц. $\sqrt{I_0/I_1} \sim kR$, где I_0 и I_1 — пики *p*- и *s*-резонансов, k — импульс нейтрона, R — радиус ядра. Для нейтронов с энергией порядка 1эВ фактор кинематич. усиления $1/kR$ достигает 10^2 .

Если ядерные состояния не обладают определённой *P*-чётностью, то становится возможным испускание в одном и том же переходе магн. и электрич. γ -квантов одинаковой мультипольности, т. е. с одинаковыми полными моментами, но противоположными чётностями. При равной мультипольности магн. переходы происходят с меньшей вероятностью, чем электрические. Если «основной» переход (с сохранением *P*-чётности) — магнитный, то «примесный» электрич. переход будет происходить с большей вероятностью (см. Гамма-излучение). Пусть M_a и M_b — амплитуды испускания магн. и электрич. квантов, тогда M_a подавлена по сравнению с M_b в v/c раз (v — ср. скорость нуклона в ядре), а эффект усилен в $c/v \approx 10^3$ раз.

Структурное усиление имеет место в случае, когда в ф-ле (2) «основная» амплитуда M_a подавлена по сравнению с M_b вследствие структурных особенностей состояний ядра, участвующих в переходе. Напр., «основной» M_1 переход ($1/2^+ \rightarrow 1/2^+$) с испусканием γ -кванта с энергией 482 кэВ в ядре ^{113}Cd подавлен, т. к. сопряжён с изменением орбитального момента нуклона на 2, а примесный E_1 переход ($1/2^+ \rightarrow 1/2^+$) не подавлен. Структурное усиление может достигать величин $\sim 10^2 - 10^3$.

Впервые Н. ч. в я. наблюдалось в угл. распределении γ -квантов, испускаемых при захвате поляризов. тепловых нейтронов ядром ^{113}Cd : $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ [4]. При сохранении чётности угл. распределение γ -квантов $W(\theta)$ (θ — угол между импульсом γ -кванта и направлением поляризации нейтронов) не должно зависеть от знака проекции спина нейтрона на импульс γ -кванта и, следовательно, должно быть симметричным относительно направления поляризации нейтронов. На опыте была обнаружена асимметрия, описываемая ф-лой:

$$W(\theta) = 1 + \alpha \cos \theta,$$

причём $\alpha = -(3.7 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$ (в отсутствие усиления можно было бы ожидать значение $\alpha \sim 10^{-7}$). Впослед-

гравитационного слоя не остаются постоянными во времени. Эти изменения скорости и давления, наз. турбулентными пульсациями, являются наиб. характерным признаком турбулентности.

Турбулентные Н. д. изучаются гл. обр. эксперим. методами. Осн. предметом моделирования при эксперим. исследовании Н. д. является *Струйное число* $Sh = v_0 L / \nu$, где v_0 — характерная скорость, L — характерный линейный размер рассматриваемого течения. Наиб. высокие уровни пульсаций давления наблюдаются в области *отрывных течений*. Так, в случае Н. д. образующегося на установившейся перед торцом цилиндра, обтекаемого в продольном направлении сверхзвуковым потоком, плге длиной 0,3–1 диаметра цилиндра при *Маха числах* потока M от 1,5 до 10 неperiodически образуется и разрушается отрывная зона (среднеквадратичная величина пульсаций давления на торце $\sigma_x = 0,8q_\infty$, где q_∞ — скоростной напор набегающего потока). В выемках поверхностей, обтекаемых потоком, возникают резонансные колебания давления из-за срыва крупномасштабных вихрей с передней кромки выемки; и турбуле возникают пульсации давления па передней кромке ротора в результате периодич. пересечения турбулентного следа за статором лопатками колёс.

Н. д. часто встречается в технике. Важнейшими примерами являются автоколебания в воздухооборнках и компрессорах (помпах), колебания пещимаемой жидкости в трубопроводах и топливных магистралях, толкостенных элементов конструкции, явления, возникающие при вальце, посадке и изменении скорости полёта летат. аппаратов, флаттер, процессы в ударных трубах, переходные процессы при запуске и остановке двигателей и др.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель Н. А., Розе Н. В., Теоретическая гидроаэродинамика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Дойд и динский Л. Г., Механика жидкости и газа, 6 изд., М., 1987; Зауэр Р., Нестационарные задачи газодинамики, пер. с нем., М., 1969; Шилл и х и н г Г., Теория нестационарного слоя, пер. с нем., М., 1969; Сед а в и т Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 1–2, М., 1983–84; О в с и н и к о в Л. В., Лекции по основам газовой динамики, М., 1981.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ жидкости и газа — течение, к-рое характеризуется переменностью во времени полей скорости и давления. Н. т. возникает при движении тела сквозь покоящуюся на бесконечности жидкость, при распространении волны (см. *Волны на поверхности жидкости*, *Ударная волна*), при ударе тела о поверхность жидкости, при движении поршня в трубе, заполненной газом. Подробнее см. *Неравновесное течение*.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ — нелинейные оптич. явления, наблюдаемые в импульсных и в модулированных во времени полях эл.-магн. волн. Большинство Н. п. о. я. обусловлено иперционностью среды, как иерционностью локального нелинейного отклика, так и иерционностью отклика среды в целом. Иерционность среды проявляется в том, что её линейная и (или) нелинейная поляризация в заданной точке в данный момент времени зависит от аначения исходных полей в более ранние моменты времени. Иперционность нелинейного отклика среды сказывается, если время отклика нелинейности больше длительности оптич. импульса или характерного времени модуляции волны. Иперционность линейного отклика проявляется как частотная (временная) дисперсия линейного показателя преломления среды. При нелинейном взаимодействии она чаще всего выступает в виде расстройки $v_{nl} = v^{-1} - v^{-1}$ групповых скоростей v_1 и v_2 взаимодействующих волн (см. *Групповое взаимодействие*).

Аналитически Н. п. о. я. описываются одним нелинейным ур-нием или системой связанных ур-ний в частных производных и соответствуют самовоздействию или взаимодействию световых волн (см. *Нелинейная оптика*). К Н. п. о. я. относятся самомодуляция импульса

(сжатие и расширение), самофокусировка, процессы преобразования оптич. частот при параметрич. взаимодействии и *вынужденном рассеянии света*. Напр., самомодуляция светового импульса описывается укороченным ур-нием вида

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \beta |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где A — комплексная амплитуда волны, $\eta = t - z/u$, t — текущее время, u — групповая скорость, параметр $g = -u^2 \partial^2 u / \partial \omega^2$ характеризует дисперсию групповой скорости. Величина β пропорциональна нелинейному *показателю преломления* среды n_2 , причём ур-ние (1) соответствует безынерционному нелинейному отклику среды. С $\beta \neq 0$ связано возникновение фазовой самомодуляции импульса, приводящей к уширению его спектра, ширина которого пропорциональна макс. интенсивности импульса, нелинейные показатели преломления n_2 и пройденному расстоянию. Вследствие дисперсии среды разные спектральные компоненты импульса распространяются с разл. скоростью. В фокусирующей среде ($\beta > 0$) эффект фазовой самомодуляции и аномальная дисперсия групповой скорости ($g < 0$) приводит к сжатию импульса. Это происходит из-за того, что излпше частоты, возникающие на хвосте импульса, догонят высокие частоты, появившиеся на его фронте. В нелинейной среде с нормальной дисперсией групповой скорости ($g > 0$) импульс, напротив, расширяется быстрее, чем в линейной среде. Эффекты сжатия и расширения импульса проявляются, напр., при распространении мощных пико- и фемтосекундных лазерных импульсов в оптич. волокнах. Особый практич. интерес представляет режим самосжатия, в к-ром форма импульса в среде остаётся неизменной — образуется т. н. *солитон* оптический.

Процессы самосжатия и саморасширения импульсов во многом аналогичны процессам самофокусировки и самодефокусировки световых пучков в стационарном случае. Последние наблюдаются, если время отклика нелинейности τ_{nl} меньше длительности импульса. При нестационарном взаимодействии световых импульсов нелинейная добавка δn к показателю преломления (нелинейный отклик) среды определяется соотношением

$$\delta n(t, z) = (n_2/2\tau_{nl}) \int_{-\infty}^t |A(t', z)|^2 \exp[-(t-t')/\tau_{nl}] dt'. \quad (2)$$

В силу (2) нарастание $\delta n(t, z)$ во времени происходит быстрее, нежели спад; это приводит к асимметричному уширению спектра: смещение частоты импульса происходит в основном в область НЧ (рис. 1).

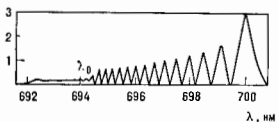


Рис. 1. Вид уширенного спектра гауссовского импульса длительностью 2,7 пс в среде с временем релаксации нелинейности 9 пс; λ_0 — длина волны исходного импульса.

В случае нестационарной самофокусировки сверхкоротких световых импульсов (рис. 2, а) на переднем фронте импульса нелинейный отклик среды ещё не успевает установиться, поэтому эта часть импульса распространяется как в линейной среде, испытывая лишь дифракцию (лучи а и б рис. 2, б). При возникновении значит. добавки δn в центр. и задней частях импульса световой пучок самофокусируется (лучи в, г и д. рис. 2, б). В результате световой пучок сверхкороткой длительности принимает форму рупора, как показано на рис. 2 (б). Для нелинейности, возникающей под действием электр. поля, подобная картина самофокусировки наблюдается при длительности импульсов $\sim 10^{-11}$ – 10^{-10} с. При самовоздействии достаточно мощных световых импульсов искажение формы импульса возможно и в безы-

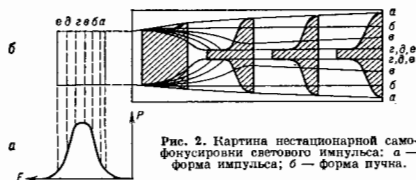


Рис. 2. Картина нестационарной самофокусировки светового импульса: а — форма импульса; б — форма пучка.

нерционной среде. Важную роль при этом играет зависимость групповой скорости от интенсивности I распространяющегося импульса $u \sim (n_0 + n_2 I)^{-1}$. Середина гауссовского импульса (рис. 3), имеющая большую интенсивность, чем передний фронт, имеет меньшую групповую скорость и отстает (при $n_2 > 0$), что приводит к укрупнению хвоста импульса. Накапливаясь вместе с расстоянием изменения формы импульса могут быть столь сильными, что возможно образование ударной волны обгоняющей (рис. 3). Это происходит на расстоянии $L_{уд} = \tau c \text{ джм} / \text{дл макс}$, где дл макс — макс. изменение показателя преломления.

Широкий класс Н. н. о. я. связан с преобразованием оптич. частот и процессами вынужденного рассеяния света. При взаимодействии световых волн нестационарность явлений связана гл. обр. с расстройкой групповых скоростей. Первоначально синхронизов. импульсы разных частот распространяются в среде с разными групповыми скоростями, что приводит к их разбеганию и прекращению взаимодействия. Этот эффект начинает скапливаться, когда время группового запаздывания им-

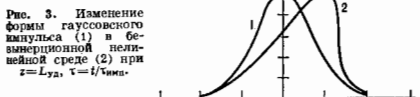


Рис. 3. Изменение формы гауссовского импульса (1) в безынерционной нелинейной среде (2) при $z = L_{гр}$, $\tau = t/v_{групп}$.

пульсов $\tau_{зап} = z/u_1 - z/u_2$ становится сравнимым с их длительностью ($\tau_{зап} \lesssim \tau_{дл}$). При генерации оптич. гармоник групповая расстройка ограничивает спектральную ширину фазового синхронизма:

$$\Delta \lambda_1 = 1,39 \lambda_1^2 / n c l |u_2^2 - u_1^2|, \quad (3)$$

где λ_1 — длина волны осн. излучения, c — скорость света в вакууме, l — длина нелинейного взаимодействия, u_1 и u_2 — групповые скорости осн. волны и волны гармоники. Если ширина спектра осн. импульса превышает (3), то происходит удлинение импульса высшей гармоники и ограничение её макс. амплитуды. Иначе говоря, нестационарный процесс умножения оптич. частот оказывается менее эффективным, чем стационарный. В кристалле LiNbO_3 длиной 1 см нестационарность нелинейного процесса сказывается при длительности осн. импульса ≈ 6 пс. Для импульсов субпикоундуидной длительности наряду с расстройкой групповых скоростей определённую роль в нелинейном процессе может играть дисперсионное усиление взаимодействующих импульсов, связанное с дисперсией групповой скорости ($g \neq 0$).

Нестационарные режимы вынужденного трёхчастотного и четырёхчастотного взаимодействия световых волн отличаются большим разнообразием. Общим, однако, является то, что смещение импульсов друг относительно друга из-за различия групповых скоростей приводит к снижению эффективности взаимодействия, к наличию предельного сужения усиливаемых или генерируемых импульсов. Особо стоит сказать о возмож-

ности модового режима параметрич. усиления в диспергирующей нелинейной среде, когда групповая скорость волны накачки является промежуточной по отношению к групповым скоростям сигнальной и холостой волн (см. *Параметрическое рассеяние*). При этом форма усиливаемого импульса сохраняется, а его амплитуда экспоненциально нарастает с расстоянием.

Среди нестационарных процессов вынужденного рассеяния света особое место занимает комбинац. рассеяние (КР), к-рое широко используется для измерения спектроскопич. параметров среды. При КР падающее излучение частоты ω_0 преобразуется в излучение стоксовой частоты ω_s за счёт возбуждения колебаний среды на частоте Ω : ($\omega_s = \omega_0 + \Omega$). Нестационарное вынужденное КР может быть обусловлено как иррегулярностью, напр. молекулярных колебаний (конечными временами затухания колебл. энергии T_1 и дефазировки T_2 , см. *Двулучевная система*), так и расстройкой групповых скоростей волн накачки u_n и стоксовой волны u_s . Эффекты, связанные с T_2 (в конденсир. средах $T_2 \approx 10^{-11} - 10^{-12}$ с), могут наблюдаться «в чистом виде», когда изменением населённости уровней под действием процесса можно пренебречь. В существенно нестационарном режиме рассеяния (длительность импульса накачки $\tau_n \ll T_2$) при $v_{нс} = 0$ возбуждаемый стоксов импульс может быть значительно задержан, а его длительность гораздо меньше τ_n (рис. 4). Картины вынужденного КР существенно изменяет и наличие групповой расстройки ($v_{нс} \neq 0$). В случае попутного взаимодействия волн накачки и стоксовой набл. влияние на процесс

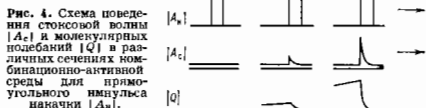


Рис. 4. Схема поведения стоксовой волны $|A_s|$ и молекулярных колебаний $|Q|$ в различных сечениях возбужденно-активной среды для прямоугольного импульса накачки $|A_n|$.

оказывает фазовая модуляция накачки. На расстояниях, превышающих длину группового запаздывания $L_{гр} = \pi / |v_{нс}| \Delta \omega_n$ ($\Delta \omega_n$ — ширина спектра накачки), происходит рассогласование фаз накачки и стоксовой волны, к-рое приводит к уменьшению эфф. длины взаимодействия и в нек-рых случаях к полному подавлению вынужденного КР. Волновая нестационарность особенно ярко проявляется при встречном взаимодействии волн накачки и стоксовой, где $v_{нс}^* = u_n^{-1} + u_s^{-1}$. В этом режиме передний фронт стоксова импульса всё время взаимодействует с нестационарностью накачки, вследствие чего интенсивность стоксовой волны может значительно превышать интенсивность накачки. При одновремен. проявлении волновой и связанной с T_2 локальной нестационарности возможно возникновение режима экспоненциального нарастания стоксовых импульсов в среде с нормальной дисперсией ($u_s < u_n$) при $z > \tau_n / |v_{нс}|$.

Нестационарные эффекты, проявляющиеся при вынужденном КР, могут встречаться также и в процессе вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна и др.

Определённый круг Н. н. о. я. связан с т. н. когерентным распространением световых импульсов в резонансных средах (см. *Самодиффузная прозрачность, Фотонное зто*).

Докл. А х м а н о в С. А., С у х о р у к о в А. П., Х о х л о в Р. В., Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде, «УФН», 1967, т. 93, с. 19; А х м а н о в С. А., Ч и р к и н А. С., Статистические явления в нелинейной оптике, М., 1971; А х м а н о в С. А., К о р о т к о в Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981;

Остон Д., Пинсуюкия нелинейная оптика, в кн.: Сверхкороткие световые импульсы, пер. с англ., М., 1981; А х и я н о в С. А., В ы с л о у х В. А., Ч и р к и н А. С., С а м о в о з д е й с т в и е в о л н о в ы х п а к е т о в в н е л и н е й н о й с р е д е и г е н е р а ц и я ф е м т о с е к у н д н ы х л а з е р н ы х и м п у л ь с о в, с у б ж., 1986, т. 149, с. 449; и х ж е, О п т и к а ф е м т о с е к у н д н ы х л а з е р н ы х и м п у л ь с о в, М., 1988. А. С. Чиркин.

НЕСУЩАЯ СПОСОБНОСТЬ — понятие матем. пластичности теории. Н. с. характеризуется предельной нагрузкой, при к-рой начинается неограниченное возрастание пластич. деформации конструкции из идеальной-пластич. материала (см. *Идеально-пластическое тело*). Поскольку потеря Н. с. конструкции связана с неограниченным пластич. течением, величина уругит деформации оказывается часто несущественной, поэтому во многих случаях имеет смысл рассматривать Н. с. жёсткопластических тел. Использование Н. с. для установления допустимых нагрузок приводит к уменьшению металлоёмкости конструкций.

Лит.: Е р х о в М. И., Теория идеально пластических тел и конструкций, М., 1978; Р а б о т н и к о в Ю. Н., Механика деформируемого твёрдого тела, М., 1979.

НЕСУЩАЯ ЧАСТОТА — частота гармоник. *несущего колебания*.

НЕСУЩЕЕ КОЛЕБАНИЕ — колебание, предназначенное для передачи модулирующего сигнала с заключённой в нём информацией. Само по себе Н. к. не содержит информации и, как правило, стационарно. Обычно Н. к. представляет собой гармонич. колебание (радиосвязь, локация и т. п.), частоту к-рого принято называть несущей частотой или периодич. последовательностью импульсов (многоканальная связь, информационно-измерит. системы). Информация вносится в Н. к. путём изменения (модуляции) к.-л. из его параметров, спектр модулирующего (информат.) сигнала перемещается при этом в более В-Ч-диапазон, пригодный для распространения на трассе приём-передача (см. также *Модулирование колебания*).

НЕТЕР ТЕОРЕМА — утверждает, что для всякой физ. системы, уравнения движения к-рой могут быть получены из вариан. принципа, каждому однопараметрич. непрерывному преобразованию, оставляющему вариан. функционал инвариантным, отвечает один дифференц. сохраненный закон, и, главное, позволяет явно выписать сохраняющуюся величину. Установлена в работах учёных геттингенской школы Д. Гильберта (D. Hilbert), Ф. Клейна (F. Klein) и Э. Нетер (E. Noether). Н. т. — самое универсальное средство, позволяющее находить законы сохранения в лагранжевой классич. механике, теории поля, квантовой теории и т. д.

В классич. механике для системы с *действием*

$$S = \int L(q_a(t), \dot{q}_a(t)) dt$$

(L — *Лагранжа функция*, зависящая от обобщённых координат q_a и скоростей \dot{q}_a) инвариантность S относительно образующих группу преобразований с параметром ε

$$t \rightarrow t' = t + \Lambda(q, t), \quad q_a(t) \rightarrow q'_a(t') = q_a(t) + \Lambda_a(q, t) \varepsilon \quad (1)$$

[где задающее преобразование ф-ции $\Lambda(q, t)$, $\Lambda_a(q, t)$ зависят от совокупности координат $\{q_a\} \equiv q$ и времени] влечёт за собой, согласно Н. т., сохранение во времени величины

$$Q = \left[L - \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_a} \dot{q}_a \right] \Lambda + \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_a} \Lambda_a.$$

В частности, из инвариантности S относительно (1) с $\Lambda_a = 0$, $\Lambda = 1$, т. е. из однородности времени, следует закон сохранения энергии:

$$-E = L - \sum_a \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_a} \dot{q}_a = \text{const.}$$

В этом случае L не зависит от времени явно. Подобным же образом из пвариантности S по отношению к прост-

ранству сдвигам ($\Lambda = 0$, $\Lambda_a = 1$) следует закон сохранения импульса, а из изотропии пространства — закон сохранения трёхмерного момента.

В гамильтоновом описании, т. е. когда Q выражены через канонические переменные — обобщённые координаты и импульсы (для простоты считаем, что явные зависимости от времени отсутствуют): 1) *Пуассона скобка* Q с *гамильтоном* H равна нулю, 2) изменение любой динамич. переменной F при преобразовании (1) определяется её скобкой Пуассона с Q . В этом контексте утверждение Н. т. становится как бы тривиальным, следующим из одной лишь антисимметричности скобок Пуассона:

$$0 = dH/d\varepsilon = (Q, H) \rightarrow 0 = (H, Q) = dQ/dt.$$

Если преобразования симметрии образуют не однопараметрич. группу, то между Q_A должны выполняться соотношения в скобках Пуассона, воспроизводящие *Ли алгебру* генераторов соответствующей группы. Так, напр., три компонента момента должны удовлетворять соотношению в скобках Пуассона

$$(M_i M_k) = -\varepsilon_{ikl} M_l, \quad i, k, l = 1, 2, 3$$

(где $\varepsilon_{ikl} = \text{Левы-Числим символ}$, воспроизводящему алгебру Ли группы трёхмерных вращений $O(3)$).

Особо важное значение Н. т. приобретает в *квантовой теории поля* (КТП), где вытекающие из наличия группы симметрии законы сохранения часто оказываются единств. источником информации о свойствах системы. Для формального вывода Н. т. в (классич. или квантовой) теории поля рассматривают интеграл действия:

$$S = \int_{\mathcal{M}} [\Phi^a(x), \Phi^b_{,\nu}(x); x^\mu] d^4x; \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3, \quad (2)$$

где $L[\Phi^a(x), \Phi^b_{,\nu}(x); x^\mu]$ — *лагранжиан*, зависящий от ф-ций поля $\Phi^a(x)$, их первых производных по всем четырём координатам $\Phi^a_{,\nu} \equiv \partial \Phi^a / \partial x^\nu$ и, возможно, от координат x^μ ($x = (x^\mu)$ — точка пространства-времени; индекс a нумерует компоненты поля; принята система отсчёта, в к-рой $\hbar = c = 1$). Тогда Н. т. утверждает, что из инвариантности действия (2) относительно преобразований с параметрами ε^A

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = x^\mu + \Lambda^{\mu A}(x) \varepsilon^A, \\ \Phi^a(x) \rightarrow \Phi'^a(x') = \Phi^a(x) + \mathcal{S}^{\mu A}(x) \Phi_b(x) \varepsilon^A$$

для произвольной области интегрирования R вытекает дифференц. закон сохранения:

$$dJ^{\mu A} / dx^\mu = 0, \quad (3)$$

где т. н. нетеров ток $J^{\mu A}$ вычисляется из лагранжиана по правилу:

$$J^{\mu A} = T^{\mu \nu} \Lambda^{\nu A} + \frac{\partial L(x) \Phi_b}{\partial \Phi_{,\mu}^a} \mathcal{S}^{ab A}, \quad (4)$$

где

$$T^{\mu \nu} = \delta^{\mu \nu} L(x) - \frac{\partial L}{\partial \Phi_{,\mu}^a} \Phi_{,\nu}^a \quad (5)$$

($\delta^{\mu \nu}$ — символ Кронекера; по повторяющемуся индексу предполагается суммирование). Интегрируя (3) по произвольному 4-объёму и используя *Гаусса теорему*, получаем, что полный 4-поток вектора $J^{\mu A}$ через ограничивающую этот объём гиперповерхность равен нулю. Выбирая гиперповерхность в виде цилиндра с пространственноподобными основаниями, такого, что потоком через боковые стенки можно пренебречь, приходим к утверждению, что направленные в будущее потоки век-

тора J_A^μ через нижнее и верхнее основания равны. Отсюда следует, что вётеровы заряды

$$Q_A(t) = \int_{x^0=t} J_A^0(x) d^3x, \quad (6)$$

во-первых, сохраняются во времени (и интегральная форма Н. т.), во-вторых, преобразуются при Лоренца преобразованиях ковариантно соответствующим параметрам ϵ^A .

Из физ. представлений об однородности и изотропии пространства-времени следует, что для любой замкнутой системы действие должно быть инвариантно относительно преобразований Пуанкаре группы, т. е. в силу Н. т. приводит к существованию 10 фундаментальных х сохраняющихся величин: энергии, трёх компонент импульса и в компонент 4-момента. Сохранение энергии и импульса следует из инвариантности относительно трансляций $\delta x^\mu = a^\mu$. При этом $A = \mu$, $\epsilon^{\alpha\beta} = 0$, вётеровы токи исчерпываются выражением (5) и образуют тензор энергии и импульса. Сохраняющиеся «заряды» суть компоненты 4-импульса:

$$P_\mu = \int_{x^0=t} T^0_{\mu\nu} d^3x.$$

Из инвариантности относительно трёх пространств. поворотов и трёх преобразований Лоренца

$$A = (\mu, \nu); \epsilon^A = \omega^\mu = -\omega^\nu; \Lambda^0_\alpha = \delta^0_{\alpha\sigma} x^\sigma$$

(где $g_{\mu\nu}$ — метрический тензор) вытекает дифференц. закон сохранения для тензора плотности момента

$$M^{\alpha\beta}_\nu = -\frac{1}{2} T^{\alpha\beta}_\nu x_\nu + \frac{1}{2} T^{\nu\alpha}_\nu x_\alpha + \frac{\partial L(x)}{\partial \varphi^{\alpha\beta}} \epsilon^{\alpha\beta} \varphi^\nu;$$

$\epsilon^{\alpha\beta}$ определяется спином полей. Соответствующий вётеров заряд есть 4-момент.

В гамилтоновом описании 10 фундам. величин являются генераторами соответствующих преобразований группы Пуанкаре и образуют относительно скобок Пуассона замкнутую алгебру Ли

$$(P_\mu, P_\nu) = 0;$$

$$(M_{\alpha\beta}, P_\nu) = -(\delta_{\alpha\nu} \beta_\sigma - \delta_{\beta\nu} \alpha_\sigma) P^\sigma; \quad (7)$$

$$(M_{\alpha\beta}, M_{\gamma\delta}) = -g_{\mu\nu} M_{\alpha\beta} + g_{\nu\mu} M_{\alpha\delta} + g_{\mu\alpha} M_{\beta\gamma} - g_{\mu\beta} M_{\alpha\gamma}.$$

изоморфную алгебре Ли группы Пуанкаре. Требование выполнения соотношений (7) в гамилтоновом формализме эквивалентно требованию инвариантности лагранжиана относительно группы Пуанкаре в лагранжевом формализме.

При наличии в системе симметрич. не связанных с пространством-временем (внутренних симметрий), Н. т. позволяет построить и другие сохраняющиеся величины. При этом в выражении (4) для вётерова тока остаются только второй член. Напр., если в системе с комплексным полем φ^a действие инвариантно относительно глобального (с фазой α , не зависящей от x) калибровочного преобразования 1-го рода

$$\varphi^a \rightarrow \varphi^a \exp(i\alpha); \varphi^{*a} \rightarrow \varphi^{*a} \exp(-i\alpha),$$

то будут сохраняться ток

$$j^\mu(x) = i \left(\frac{\partial L(x)}{\partial \varphi^{*a}} \varphi^a - \varphi^{*a} \frac{\partial L(x)}{\partial \varphi^a} \right)$$

и соответствующий заряд. В построении совр. реалистич. квантовополевых моделей токи и заряды, сохраняющиеся в силу инвариантности относительно достаточно сложных калибровочных групп, играют ведущую роль.

Выражение (4) для пространственно-временной локализации вётерова тока (это выражение наз. к а н о н и е с к и м) не однозначно, если исходить только из требования выполнения дифференц. закона сохранения(3)

и получения правильной интегральной величины (6). Выполнение этих требований не нарушается при замене

$$J_A^\mu \rightarrow J_A^\mu + \frac{\partial f_A^{\mu\nu}(\varphi^a; \varphi^{*a})}{\partial x^\nu}; f_A^{\mu\nu} + f_A^{\nu\mu} = 0$$

с произвольной ф-цией f . Этот произвол используется, чтобы заменить канонич. тензор $T^{\mu\nu}$ (5) (не симметричный для отличного от нуля спина) на симметричный (тензор Беллифанта), выбирая

$$f^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \left\{ -\frac{\partial L}{\partial \varphi^{*a}} \epsilon^{\alpha\beta} a^\alpha \varphi^\beta + \frac{\partial L}{\partial \varphi^a} \epsilon^{\alpha\beta} a^\alpha \varphi^\beta + \frac{\partial L}{\partial \varphi^{*a}} \epsilon^{\alpha\beta} a^\alpha \varphi^\beta \right\}.$$

Для нулевого спина то же преобразование позволяет получить для безмассового поля $T^{\mu\nu}$ с нулевым следом.

Однозначные выражения для вётеровых токов получаются варьированием по полям, для к-рых эти токи служат источниками.

Для теорий, обладающих суперсимметрией, независимыми переменными при выводе Н. т. будут наряду с x и антикоммутирующие координаты θ_α (α — спинорный индекс). Это приводит к обобщению фундам. сохраняющихся величин, а также к появлению новых сохраняющихся величин: спин-векторных токов и соответствующих им суперзарядов, образующих представление супералгебры Пуанкаре.

Для классич. теорий поля выписанных формальных выражений вполне достаточно. В квантовой теории поля выражения (4), (6), как правило, нуждаются в регуляризации (см. Регуляризация расходимостей) и перенормировке. При этом может оказаться, что формально имеющаяся симметрия не может быть сохранена для регуляризов. выражений, и соответствующий закон сохранения перестаёт выполняться — говорят, что присутствует аномалия. Так, при рассмотрении взаимодействия безмассовых фермионов с эл.-магн. полем в классич. теории заряду с векторным сохранением также и аксиальный ток $j^{\mu 5} = \Psi \gamma^\mu \gamma^5 \Psi$ (γ^5 — Дирака матрица). В квантовой теории во втором порядке по заряду e возникает аномалия, и вместо сохранения тока получаем

$$\frac{d j^{\mu 5}}{d x} \sim e^2 g^{5\nu\rho\sigma} F_{\nu\mu} F_{\rho\sigma}.$$

Вторая теория Нейтер. Помимо обсуждавшейся выше Н. т., к-рую принято называть первой Н. т., существует вторая Н. т., к-рая касается тождеств, вытекающих из инвариантности действия относительно преобразований, зависящих от непрерывного параметра, т. е. от произвольной ф-ции. Наиб. значение она получает в применении к случаю «полей материи», взаимодействующих с калибровочным полем $A(x)$ — полем, физ. содержание к-рого не меняется при определенных, зависящих от произвольной ф-ции $\lambda(x)$ преобразованиях, называемых преобразованиями калибровки. Вычисляя вариацию действия для поля материи во внеш. калибровочном поле, вызванную бесконечно малым калибровочным преобразованием $\delta A(x)$, $\delta \lambda(x)$ — на границах области интегрирования, следует учитывать только вызываемые изменением калибровки вариации калибровочного поля $\delta A = \sqrt{\delta \lambda}$ (здесь $\sqrt{\delta \lambda}$ — ковариантная производная), поскольку при вариациях полей материи коэффициентами будут левые части ур-ний движения. Поэтому

$$\delta S_\lambda = \int d^4x \frac{\delta L}{\delta A} \nabla \delta \lambda = - \int d^4x \nabla \left(\frac{\delta L}{\delta A} \right) \delta \lambda,$$

откуда в силу произвольности $\delta \lambda(x)$ вытекает ковариантный закон сохранения

$$\nabla j = 0; j = \frac{\delta L}{\delta A}. \quad (8)$$

При обращении в ф-ле (8) внеш. калибровочного поля в нуль ковариантный закон сохранения превращается в обычный, получаемый по первой Н. т. Подчеркнём, что

вторая Н. т. приводит к ограничениям на поля материи, исходя из особенностей калибровочного поля. Т. о., она устанавливает соответствие между свойствами материальных систем и полей, в к-рых они могут взаимодействовать. Поскольку в правых частях ур-ний движения самих калибровочных полей стоят как раз токи (8), то вторая Н. т. налагает тождества соотношения на левые части этих ур-ний. В совр. квантовой теории поля вторая Н. т. используется в электродинамике, теории Янга — Миллса полей, гравитации, супергравитации и т. д.

Неупорядоченные системы — вещества в конденсир. состоянии, в к-рых отсутствует строгая упорядоченность расположения атомов, т. е. отсутствует дальний порядок (см. *Дальний и ближний порядок*). Н. с. являются жидкие и аморфные вещества, а также *твердые растворы*, поскольку атомы замещения располагаются в них неупорядочно. Особый класс Н. с. составляют высокотемпературные фазы некр-рых соединений (напр., AgI), в к-рых анионы располагаются упорядочно, а катионная подрешетка «расплавлена», благодаря чему эти фазы обладают аномально высокой ионной электропроводностью (см. *Ионные суперпроводники*). Легированные кристаллич. полупроводники с точки зрения их электронных свойств также представляют собой при низких темп-рах Н. с., поскольку хаотически расположенные заряды примеси создают случайный потенциал, к-рый может сильно влиять на движение электронов и препятствовать переносу заряда.

Расположение атомов в жидкостях и аморфных веществах нельзя считать некоррелированным. Радиальная ф-ция распределения, описывающая ср. число соседей на заданном расстоянии от случайно выбранного атома, имеет в этих веществах неск. четко выраженных максимумов, отражающих корреляцию в расположении соседей в пределах неск. координац. сфер. На больших расстояниях максимумы исчезают. Ближний порядок определяется взаимодействием соседних атомов и зависит от характера связи между ними. Напр., в ряде *аморфных металлов* ближний порядок хорошо описывается в рамках модели твердых шаров со случайной плотной упаковки. Простейшую реализацию этой модели можно получить, если положить в банку большое кол-во одинаковых твердых шаров, потрясти их, а затем сдавить. Ср. число ближайших соседей в такой модели близко к 12. Для атомов с ковалентным типом связи (типичные полупроводники) характерна фиксация углов между связями. Так, в аморфных Ge и Si (см. *Аморфные и стеклованные полупроводники*) четыре ближайших соседа расположены в вершинах тетраэдра, и центре к-рого находится исходный атом, т. е. точно так же, как в соответствующих кристаллах. Однако, в отличие от ковалентных кристаллов, соседние тетраэдры повернуты друг относительно друга на случайные углы, так что дальний порядок отсутствует.

Аморфное состояние вещества не является термодинамически равновесным. Оно метастабильно, и время его жизни может быть очень большим. Вещества в аморфном состоянии получают из жидкой фазы путем быстрого охлаждения или из газообразной фазы нанолением на холодную подложку. При этом ближний порядок выражен тем меньше, чем больше скорость охлаждения или ниже темп-ра T подложки.

Термодинамич. свойства многих аморфных диэлектриков при низких темп-рах определяются спонцифич. элементарными возбуждениями, свойственными атому

или группе атомов, к-рые могут занимать две близкие по энергии, но разнесенные в пространств. позиции. Переход из одной позиции в другую происходит за счет туннелирования. Эти образования наз. д. в. у. р. и имеют ν с п. с. т. м. и μ . Энергия возбуждений может меняться в широких пределах, причём при малых энергиях соответствующая ф-ция распределения слабо зависит от энергии. Это объясняет почти линейную температурную зависимость электронной *теплоёмкости* при низких T в противоположность решётчатой (фононной) теплоёмкости (свойственной кристаллич. диэлектрикам), к-рая пропорциональна T^3 (см. *Дебая закон теплоёмкости*). Двухуровневые системы проявляют также в низкотемпературном аморфном *теплопроводности*, т. к. вызывают резонансное рассеяние ДВ-фононов, осуществляющих перенос тепла.

Анализ электронных свойств Н. с. показывает, что благодаря существованию ближнего порядка возможно приближенное описание Н. с. в терминах разрешённых и запрещённых энергетич. зон (см. *Зонная теория*). Н. с. могут быть диэлектриками, полупроводниками и металлами. Свойственные Н. с. многочисленные нарушения кристаллич. решётки приводит в аморфных металлах к дополнит. механизму рассеяния электронов. В аморфных полупроводниках возникают электронные состояния в запрещённой зоне, так что плотность состояний не обращается в 0 на границе разрешённых зон, а монотонно убывает в глубь запрещённой зоны, как правило экспоненциально: $\exp[-(\epsilon_c - \epsilon) / \epsilon_0]$, где ϵ — энергия, ϵ_c — условная энергия границы разрешённой зоны, а ϵ_0 — характерная энергия, к-рая значительно меньше ширины запрещённой зоны ϵ_g . «Хвост» плотности состояний в запрещённой зоне проявляется в межзонном оптич. поглощении, к-рое не обращается сразу после того, как энергия фотона $h\nu$ становится $< \epsilon_g$, а плавно спадает с уменьшением энергии, так что «оптич.» границы зон оказываются слегка размытыми. Однако в целом электронные зоны в аморфных и кристаллич. полупроводниках одного хим. состава различаются не очень сильно.

Нарушения кристаллич. структуры приводят в определённой части энергетич. спектра к локализации электронных и фононных состояний. В аморфных полупроводниках локализованными оказываются электронные состояния, лежащие в запрещённой зоне там, где плотность состояний относительно мала. Электроны, находящиеся в локализов. состояниях, могут переносить ток лишь путём «прыжков» из одного состояния в другое (см. *Прыжковая проводимость*). Т. к. состояния имеют разную энергию, прыжки осуществляются лишь с поглощением или испусканием фононов. При $T = 0$ К этот механизм не работает и локализов. состояния вообще не могут переносить электрич. ток. Энергетич. граница между локализов. и делокализов. состояниями наз. порогом подвижности. Хим. потенциал (уровень Ферми ϵ_F) в аморфных полупроводниках находится глубоко в запрещённой зоне, и при не очень низкой T электропроводность осуществляется с помощью теплового затора электронов в состоянии, лежащие выше порога подвижности. Т. о., порог подвижности играет роль «электрич.» границы разрешённой зоны. При самых низких темп-рах электропроводность становится прыжковой.

Концепция порога подвижности применима и к легированным кристаллич. полупроводникам. В этом случае положение уровня ϵ_F может изменяться вследствие изменения концентрации электронов или примесей. Если уровень ϵ_F проходит на энергетич. шкале через порог подвижности, происходит переход от активной электропроводности к металлч. Экстраполированная к $T = 0$ К электропроводность σ на металлч. стороне обращается в 0 в точке перехода. По существующим теоретич. представлениям, обращение σ в 0 происходит не скачкообразно, а плавно, однако это вывод нельзя считать окончательным, т. к. теория не учитывает флу-

туаций электропроводности вблизи точки перехода, а также электрон-электронное взаимодействие.

В твёрдых растворах неупорядоченность играет относительно малую роль, т. к. обычно потенциалы замещающих атомов не сильно отличаются от потенциалов замещаемых атомов. Поэтому в первом приближении можно считать твёрдый раствор идеальным кристаллом, параметры m -рого являются промежуточными между параметрами смешиваемых компонентов (приближение виртуального кристалла). Однако в ряде свойств проявляются пространств. флуктуации состава раствора. Они вызывают, напр., рассеяние носителей заряда, уширение экситонных линий. Наблюдается также названная флуктуациями состава локализация экситонов в твёрдых растворах.

В твёрдых растворах и сплавах, содержащих магн. атомы, возникает неупорядоченность в расположении их спинов. Энергия спин-спиновой взаимодействия сильно зависит от расстояния и может менять знак при небольших вариациях межатомного расстояния. Системы, обладающие таким свойством, наз. *спиновыми стеклами*. Расположение спинов в осн. состоянии спиновых стёкол является неупорядоченным, но вполне определённым для заданного расположения атомов. Наб. важное экспериментально наблюдаемое проявление спиновой неупорядоченности такого типа — догворем. магн. релаксация, состоящая в том, что при низких темп-рах T намагниченность системы определяется не только внеш. магн. полем и T , но и предострой образца.

Лит.: Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Электронные свойства легированных полупроводников, М., 1978; Ли Ян-ли и М. Грэдескул С. А., Пастур Л. А., Введение в теорию неупорядоченных систем, М., 1982; Мотт Н., Дэвис Э., Электронные процессы в некристаллических веществах, пер. с англ., 2 изд., т. 1—2, М., 1982; Замят Д. И., Молдав беспорядоч. пер. с англ., М., 1982. А. П. Зворыкин.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ — столкновение частиц, сопровождающееся изменением их внутр. состояния, превращением в др. частицы или дополнит. рождением новых частиц. Н. п. являются, напр., возбуждение или ионизация атомов при их столкновении, ядерные реакции, превращения элементарных частиц при соударении или множеств. рождение частиц. Для каждого типа (канала) Н. п. существует своя наименьшая (пороговая) энергия столкновения, начиная с к-рой возможно протекание данного процесса. Полная вероятность рассеяния при столкновении частиц (характеризуемая полным эфф. сечением рассеяния) складывается из вероятностей упругого рассеяния и Н. п.; при этом между упругими и неупругими процессами существует связь, определяемая *оптической теоремой*.

С. С. Герштейн.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ — метод исследования атомной динамики вещества (преим. в твёрдых телах и жидкостях). Изменение энергии нейтрона $\Delta\epsilon$ при неупругом рассеянии и зависимость $\Delta\epsilon$ от переданного импульса несёт информацию о спектре возбуждений вещества. Н. п. в ядрах (см. *Нейтронорафия*) применяется для изучения элементарных возбуждений (*квазичастиц*), связанных с трансляц., колебл. и вращат. степенями свободы атомов и молекул. Магн. Н. п. позволяет исследовать возбуждения, возникающие при изменении спиновых и (или) орбитальных состояний электронов. Когерентная составляющая Н. п. даёт информацию о коллективных возбуждениях частиц (фононах, магнонах и т. д.), а некогерентная — о возбуждениях индивидуальных частиц (спонтанной моды или их колебаний, диффузии и т. д.).

Теоретическое описание. Рассеяние нейтронов веществе принято описывать сечением рассеяния σ , отнесённым к элементу телесного угла $d\Omega$ и интервалу рассеянных энергий нейтронов $d\epsilon$. Рассеяние нейтронов представляется в виде суммы когерентной и некогерентной составляющих, первая из к-рых имеет интерферент. природу, а вторая определяется суммой сечений рассеяний от отд. частиц.

Дифференц. сечение когерентного рассеяния на одну частицу для системы из частиц одного сорта может быть представлено в виде

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\epsilon}\right)_K = \frac{p_0}{p_0} b_K S(\mathbf{Q}, \varphi), \quad (1)$$

где p_0 и p — импульсы падающего и рассеянного нейтронов с энергиями $\epsilon_0 = p_0^2/2m$ и $\epsilon = p^2/2m$ (m — масса нейтрона); $\hbar\omega = \epsilon_0 - \epsilon$ и $\hbar Q = p_0 - p$ — изменение энергии и импульса нейтрона при рассеянии; b_K — когерентная амплитуда рассеяния (значения b_K табулированы). Когерентная ф-ция рассеяния $S(\mathbf{Q}, \omega)$ определяется только свойствами системы:

$$S(\mathbf{Q}, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \int d^3r e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} G(\mathbf{r}, t). \quad (2)$$

Здесь $G(\mathbf{r}, t)$ — парная *корреляционная функция*, описывающая пространственно-временную корреляцию в расположении частиц системы:

$$G(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{N} \int d^3r' \langle \rho(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, t = 0) \rho(\mathbf{r}', t) \rangle, \quad (3)$$

где $\rho(\mathbf{r}, t)$ — плотность частиц в точке \mathbf{r} пространства в момент времени t , а среднее (...) вычисляется по равновесному состоянию системы частиц. Усреднённое по времени значение парной корреляц. ф-ции

$$G_{\infty}(\mathbf{r}) = G(\mathbf{r}, t \rightarrow \infty) = \frac{1}{N} \int d^3r' \langle \rho(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}') \rangle$$

определяет в (2) упругое рассеяние, происходящее без изменения энергии нейтронов, $S_{\text{уп}}(\mathbf{Q}, \omega) \sim \delta(\hbar\omega)$. Неупругое рассеяние в (2) определяется разностью $G'(\mathbf{r}, t) = G(\mathbf{r}, t) - G_{\infty}(\mathbf{r})$, зависящей лишь от флуктуаций плотности частиц, $\delta\rho(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) - \langle \rho(\mathbf{r}) \rangle$. Т. о., когерентное Н. п. определяется динамикой флуктуаций плотности частиц вещества и поэтому связано с коллективными возбуждениями системы.

Дифференц. сечение некогерентного рассеяния описывается ф-лой

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\epsilon}\right)_{\text{НК}} = \frac{p}{p_0} \frac{\sigma_{\text{НК}}}{4\pi} \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \int d^3r e^{i\mathbf{Q}\cdot\mathbf{r}} G_{\text{НК}}(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где $\sigma_{\text{НК}}$ — сечение некогерентного рассеяния для частиц данного сорта ($\sigma_{\text{НК}}$ табулированы). Автокорреляц. ф-ция

$$G_{\text{НК}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{N} \sum_i \langle \delta\mathbf{R}_i(t) - \mathbf{R}_i(0) - t \mathbf{v}_i \rangle, \quad (5)$$

где $\mathbf{R}_i(t)$ — координата i -й частицы в момент времени t . Ф-ция $G_{\text{НК}}(\mathbf{r}, t)$ описывает временную корреляцию в положении одной и той же частицы и поэтому несёт информацию о динамике (колебаниях, диффузии и т. д.) отд. частиц.

Н. п. в кристаллах. Наб. успешно метод Н. п. н. используется при исследовании *колебаний кристаллической решётки*. Он позволяет определить фоновые дисперсионные кривые и плотность фононных состояний. Кристаллы обладают трансляц. симметрией, и поэтому малые колебания атомов в них характеризуются определёнными значениями волнового вектора \mathbf{q} , характеризующего пространство, когерентность смещений атомов решётки. В результате этого зависимость сечения когерентного (однофонового) рассеяния нейтронов от их энергии содержит резко выраженные пики, положение к-рых определяется законами сохранения энергии $\hbar\omega = \hbar\omega_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})$ и импульса $\hbar\mathbf{Q} = \hbar(\mathbf{q} + \mathbf{H})$, где $\omega_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})$ — частота колебаний ветви λ с волновым вектором \mathbf{q} , введённым к первой зоне Бриллюэна с помощью выбора вектора *обратной решётки* \mathbf{H} .

Для моноатомной решётки ф-ция однофонового когерентного рассеяния

$$S(\mathbf{Q}, \omega) = [1 + n(\omega)] \sum_{\mathbf{q}} |G_{\mathbf{q}}|^2 \frac{2\omega_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})}{(\omega^2 - \omega_{\mathbf{q}}^2)^2 + [2\omega\Gamma_{\mathbf{q}}(\mathbf{q})]^2}. \quad (6)$$