ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

3

МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЙ — ПОЙНТИНГА ТЕОРЕМА

Главный редактор
А. М. ПРОХОРОВ.

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

Москва
Научное издательство
«Большая Российская энциклопедия»
1992

ядерных реакциях α-частичные ядра «охотно» испускают α-частицы. Среди возбуждённых состояний этих ядер есть состояния с аномально большими ширинами α-переходов (Γ_α), близкими к т. н. вигнеровскому пределу; последний означает, что α-частицы на поверхности ядра существуют как «готовые». Перечисленные факты объясняются Н. а. м.

В Н. а. м. волновая ф-ция ядра с массовым числом $A = 4n$ представляется в виде антисимметризов. произведения n волновых ф-ций ψ_α, описывающих внутр. движение нуклонов в отд. α-кластере, на волновую ф-цию χ, описывающую движение кластеров друг относительно друга. Напр., волновую ф-цию ядра ^{8}Be в Н. а. м. можно было бы записать в виде

$$\psi(^8\mathrm{Be}) = \hat{A}\psi_{\alpha 1}(\boldsymbol{r}_1)\psi_{\alpha 2}(\boldsymbol{r}_2)\chi_L(\boldsymbol{R}_1 - \boldsymbol{R}_2), \qquad (*)$$

где $\boldsymbol{R}_i = \sum_{i=1}^{4} \boldsymbol{r}_i/4$ — радиус-вектор, определяющий положение центра тяжести α-кластера, L — полный орбитальный момент ядра, $\hat{A}$ — оператор антисимметризации по нуклонам, относящимся к разным кластерам. При замене оператора $\hat{A}$ на 1 Н. а. м. переходит в простую α-кластерную модель. При этом игнорируется внутр. структура α-кластеров и описание α-частичного ядра сводится к задаче совокупности n α-частиц с потенциалом взаимодействия $V_\alpha(r)$, к-рый подбирается по фазам $\alpha\alpha$-рассеяния. Такое приближение применимо для «рыхлых» систем, как, напр., ядро ^{8}Be, но не годится для более плотных ядер, как, напр., ^{16}O. В случае ядра ^{12}C волновая ф-ция χ подчиняется *Шрёдингера уравнению* для системы трёх α-частиц.

В случае большего числа кластеров не существует простых точных методов решения ур-ния Шрёдингера. Чаще всего их находят, предполагая заданную конфигурацию для центров тяжести α-кластеров, напр. равносторонний треугольник или цепочка (для 3-кластерного ядра ^{12}C), правильный тетраэдр (для 4-кластерного ядра ^{16}O). Параметры, определяющие данную конфигурацию, находятся минимизацией α-кластерного гамильтониана.

Н. а. м. используется для описания ядерных реакций. Наиб. общим подходом здесь является т. н. метод резонирующих групп, в к-ром для описания рассеяния нуклонов на ядрах применяется волновая ф-ция типа (*), а для описания реакций передачи одного или неск. нуклонов ядру — её обобщения. Упрощённые варианты Н. а. м. используются в теории *альфа-распада*, а также для описания f-радиоактивности — спонтанного распада тяжёлых ядер с испусканием тяжёлых фрагментов (напр., ядер ^{14}C, ^{20}Ne, см. *Радиоактивность*).

Метод, близкий к Н. а. м.,— двуцентровая модель оболочек — используется для описания т. н. молекулярных состояний ядер (ядерных молекул). Такие состояния были обнаружены в лёгких ядрах. Напр., нек-рые состояния ядра ^{24}Mg интерпретируются как «молекула», состоящая из двух ядер ^{12}C, находящихся на нек-ром расстоянии друг от друга. Ядерные молекулы описываются волновой ф-цией вида (*) с заменой ψ_α на $\psi_{^{12}\mathrm{C}}$.

Получили распространение модели, исходящие из кваркового строения нуклона. В них нуклон рассматривается как 3-кварковый кластер и предполагается также существование мультикварковых конфигураций: 6- и 9-кварковых кластеров.

Представления Н. а. м. оказались полезными и для описания процесса фрагментации нуклонов в ядерных реакциях под воздействием тяжёлых ионов высоких энергий. В этих ядерных реакциях образуется составная ядерная система в виде нагретого и сжатого сгустка ядерного вещества (ф а й р б о л), к-рый, остывая, расширяется до плотности, примерно вдвое меньшей нормальной ядерной плотности. Ожидается, что при такой плотности увеличивается вероятность образования разл. кластеров, к-рые и испускаются в процессе распада составной системы.

Лит.: В и л ь д е р м у т К., Т а н Я., Единая теория ядра, пер. с англ., М., 1980. *Э. Е. Саперштейн.*

НУЛЕВА́Я ЭНЕ́РГИЯ — разность между энергией осн. состояния квантовомеханич. системы (напр., молекулы) и энергией, соответствующей минимуму потенц. энергии системы. Существование Н. э. является следствием *неопределённостей соотношения*. В классич. механике частица может находиться в точке, отвечающей минимуму потенц. энергии, обладая одновременно равной нулю кинетич. энергией. В этом случае частица находится в состоянии устойчивого равновесия и имеет мин. энергию, равную потенц. энергии в точке равновесия. Вследствие квантовомеханич. соотношения неопределённостей для координаты (x) и импульса (p): $\Delta p \Delta x \sim \hbar$, локализация частицы ($\Delta x \to 0$) вблизи минимума потенциала приводит к большому значению ср. кинетич. энергии частицы из-за большого разброса в значениях импульса ($\Delta p \sim \hbar/\Delta x$). С другой стороны, уменьшение степени локализации частицы ($\Delta x \neq 0$) приводит к увеличению ср. потенц. энергии, т. к. частица значит. время находится в области пространства, где потенциал превышает мин. значение. Энергия основного состояния соответствует наим. возможной энергии квантовомеханич. системы, совместимой с соотношением неопределённостей. Для одномерного *осциллятора*, напр., Н. э. составляет $\hbar\omega/2$, где ω — частота колебаний осциллятора. Н. э. молекул проявляется в реакциях изотопного обмена молекул, обладающих разл. Н. э., напр. $D_2 + H_2 \rightleftarrows DH + DH$.

Наличие Н. э.— общее свойство квантовомеханич. систем, обладающих *нулевыми колебаниями*.

С. С. Герштейн.

НУЛЕВО́Й ЗВУК — слабозатухающие колебания, распространяющиеся при низких темп-рах в системе вырожденных *фермионов* (*ферми-жидкость*, *ферми-газ*), причём длина свободного пробега квазичастиц много больше длины волны. Н. з. представляет собой проявление колебаний функции распределения квазичастиц. В этом его отличие от обычного звука, при распространении к-рого ф-ция распределения в каждом элементе объёма остаётся равновесной, а колеблются плотность жидкости и скорость движения элемента объёма как целого.

Наиб. яркий пример Н. з.— т. н. п р о д о л ь н ы й Н. з. в жидком ^{3}He при низких темп-рах T. На низких частотах ($\omega \ll 1/\tau$, что отвечает условию малости длины пробега $l = c\tau$ квазичастицы по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega$, где c — скорость распространения НЧ гидродинамич. звука) в жидком ^{3}He, как и в любой жидкости, могут распространяться обычные гидродинамич. (звуковые) колебания плотности (τ — характерное время столкновительной релаксации). При $\omega \sim 1/\tau$ ($l \sim \lambda$) эти колебания, как всегда, испытывают очень большое затухание; на ещё более высоких частотах, если бы жидкий ^{3}He являлся обычной классич. жидкостью, распространение в нём коллективных колебаний было бы невозможно. Однако в жидком ^{3}He при $\omega \gg 1/\tau$ опять возникает возможность распространения колебаний плотности со скоростью s_0, существенно превышающей c. Такие ВЧ-колебания имеют негидродинамич. природу и связаны со специфич. характером энергетич. распределения частиц и их взаимодействия в ферми-жидкости ^{3}He. В ферми-жидкости ^{3}He при низких темп-рах ($T \to 0$) частицы заполняют все возможные энергетич. состояния внутри определённой (ферми-) сферы в *импульсном пространстве* (см. *Ферми-энергия*, *Ферми-поверхность*), а состояния вне этой сферы свободны. Нарушение равновесного распределения квазичастиц может состоять в колебаниях ферми-поверхности, при к-рых роль возвращающей силы играет специфич. ферми-жидкостное взаимодействие квазичастиц. Колебания ферми-сферы приводят к распространению нуль-звуковых колебаний плотности в

^{3}He. Поскольку время релаксации τ квазичастиц ферми-жидкости ^{3}He растёт с понижением темп-ры T как $\tau \sim 1/T^2$, то при $T \to 0$ гидродинамич. область $\omega\tau \ll 1$ практически исчезает и любые колебания, в т. ч. плотности (звук), оказываются высокочастотными ($\omega \gg 1/\tau$) нуль-звуковыми (отсюда и название: Н. з.— звук, распространяющийся в ферми-жидкости при нулевой темп-ре). В ДВ-пределе частота колебаний нулевого звука пропорциональна их волновому вектору.

Обычно при описании свойств изотропной ферми-жидкости ферми-жидкостную ф-цию Ландау f, характеризующую ферми-жидкостное взаимодействие квазичастиц вблизи ферми-поверхности, разлагают в ряд по полиномам Лежандра (как правило, соответствующие коэф. разложения обозначают F_n или $F_n^{(s)}$), а отклонение ф-ции распределения от равновесия — по присоединённым полиномам Лежандра P_n^m. При этом кинетич. ур-ние, определяющее распространение Н. з., распадается на систему независимых ур-ний, каждое из к-рых описывает волны нуль-звукового типа с разл. азимутальными числами m. В пренебрежении столкновениями, т. е. при $T \to 0$, эти ур-ния сводятся к следующим трансцендентным ур-ниям, задающим неявно скорости распространения s_m волн Н. з. с данным значением азимутального числа m:

$$\mathrm{Det}\, a^{(m)}{}_{n\mathbf{k}} = 0; \; a^{(m)}{}_{n\mathbf{k}} = \delta_{n\mathbf{k}} + F_n \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \times \qquad (*)$$

$$\times \int P_{\mathbf{k}}^{m}(\vartheta) P_{n}^{m}(\vartheta) \frac{\cos\vartheta\, d\Omega/4\pi}{\cos\vartheta - s_m/v_F}; \qquad n, k \geqslant m,$$

где v_F — фермиевская скорость, ϑ — направляющий угол, а интегрирование ведётся по всему телесному углу Ω.

Волны Н.з. могут распространяться не с любыми азимутальными числами m. Слабозатухающему Н. з. соответствуют только те решения s_m ур-ний (*), для к-рых $s_m > v_F$, в противном случае волна испытывала бы сильное бесстолкновительное затухание и распространяться не могла [это связано с обращением в нуль знаменателей подынтегрального выражения в (1); см. *Ландау затухание*]. Требование $s_m > v_F$ накладывает, согласно (*), существенные ограничения на ферми-жидкостные гармоники F_n с $n \geqslant m$. Как правило, параметры F_n довольно быстро убывают с ростом n, что приводит к невозможности распространения колебаний Н. з. с большими значениями азимутального числа m. Так, в слабонеидеальном разреженном ферми-газе не могут распространяться волны Н. з. с $m \neq 0$. При $T \neq 0$ условием отсутствия сильного бесстолкновительного затухания является неравенство $(s_m/v_F - 1) \gg T/T_F$, где T_F — *вырождения температура*.

Если ферми-жидкостная ф-ция константа, т. е. только нулевая гармоника $F_0 \neq 0$, а все $F_n = 0$ при $n > 0$, то в такой ферми-жидкости, согласно (*), может распространяться только Н. з. с азимутальным числом $m = 0$ (т. е. продольный Н. з.) со скоростью s_0, задаваемой ур-нием

$$\varphi(s_0/v_F) = 1/F_0, \text{ где } \varphi(x) = (x/2)\ln[(x+1)/(x-1)] - 1.$$

Причём ур-ние имеет решение только при $F_0 > 0$. Это и есть условие распространения продольного Н. з. в данной системе. Если, кроме F_0, отлична от нуля также гармоника F_1, то в такой системе может распространяться и Н. з. с азимутальным числом $m = 1$ (т. н. поперечный Н. з.). Скорость поперечного Н. з. s_1 задаётся ур-нием $(s_1^2/v_F^2 - 1)\varphi(s_1/v_F) = (1/3 - 2/F_1)$, имеющим действит. решение $s_1 > v_F$ только при $F_1 > 6$. Поперечный Н.з.— аналог поперечных звуковых колебаний, к-рые, однако, в обычной жидкости быстро затухают и распространяться не могут.

Коэф. поглощения Н. з. γ при $(s/v_F - 1) \gg T/T_F$ определяется столкновениями квазичастиц друг с другом. При не слишком высоких частотах $\gamma \sim T^2$ и не зависит от частоты. На частотах $\hbar\omega \gtrsim kT$ для затухания Н. з. определяющими становятся столкновения квазичастиц, сопровождающиеся поглощением или излучением кванта Н. з.; при этом γ пропорционально ω^2 и не зависит от темп-ры.

Иногда под Н. з. понимают также и ВЧ-колебания ($\omega\tau \gg 1$) произвольных спиновых компонент одночастичного распределения квазичастиц. Так, для ферми-жидкости частиц со спином $1/2$ рассматривают нуль-звуковые колебания антисимметризованной по спину ф-ции распределения, т. е. импульсного распределения магн. момента квазичастиц. Такие колебания представляют собой специфич. ферми-жидкостные *спиновые волны*, а скорость распространения этих нуль-звуковых спиновых волн в отсутствие магн. поля (спиновой поляризации) по-прежнему задаётся ур-ниями (*), куда, однако, вместо гармоник F_n f-функции Ландау, симметризованной по спину, следует подставить гармоники антисимметризованной по спину ферми-жидкостной ф-ции, обозначаемые обычно Z_n или F_n^a.

Существование Н. з. и соответствующих спиновых волн предсказано Л. Д. Ландау в 1957, экспериментально продольный Н. з. обнаружен в жидком гелии ^{3}He амер. физиками (1966).

По-видимому, в жидком ^{3}He при повышенных давлениях может распространяться и поперечный Н. з. В электронной ферми-жидкости, напр. в металлах, распространение Н. з. обычно не наблюдается вследствие требования электронейтральности. Однако в нек-рых металлах в магн. поле наблюдались спиновые волны нуль-звукового типа.

Лит.: Ландау Л. Д., Колебания ферми-жидкости, «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 59; Абель В. Р., Андерсон А. К., Уитли Дж. К., Распространение нулевого звука в жидком He^3 при низких температурах, пер. с англ., «УФН», 1967, т. 91, с. 311; Халатников И. М., Теория сверхтекучести, М., 1971; Platzman P. M., Wolff P. A., Waves and interactions in solid state plasmas, «Solid State Phys.», [Suppl.] 13, 1973, ch. 10; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978.

А. Э. Мейерович.

НУЛЕВЫЕ КОЛЕБАНИЯ — флуктуации квантовой системы (обычно квантового поля) в основном (вакуумном) состоянии. Н. к. возникают вследствие соотношения неопределённостей и не имеют классич. аналога. Они обладают энергией $\mathscr{E}_0$ — *нулевой энергией*.

При квантовании свободного бозонного поля каждой моде с волновым вектором $\mathbf{k}$ и частотой $\omega(\mathbf{k})$ отвечает *осциллятор*, уровни энергии к-рого

$$\mathscr{E}_{n_\mathbf{k}} = \hbar\omega(\mathbf{k})\left(n_\mathbf{k} + \frac{1}{2}\right), \qquad n_\mathbf{k} = 0, 1, 2, \ldots,$$

$n_\mathbf{k}$ — числа квантов поля с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ и энергией $\hbar\omega(\mathbf{k})$. В основном состоянии квантов нет ($n_\mathbf{k} = 0$), но энергия отлична от нуля и равна $1/2\hbar\omega(\mathbf{k})$. Полная энергия Н. к. получается суммированием по всем модам:

$$\mathscr{E}_0 = \frac{1}{2}\hbar \sum_\mathbf{k} \omega(\mathbf{k});$$

она расходится (*ультрафиолетовая расходимость*). При квантовании свободного фермионного поля возникает похожая расходящаяся сумма, но противоположного знака — это энергия заполненного «моря Дирака» (см. *Дырок теория Дирака*). Если числа бозонных и фермионных степеней свободы совпадают, расходимости в нулевой (вакуумной) энергии становятся менее сильными, а в суперсимметричной теории (см. *Суперсимметрия*) $\mathscr{E}_0 = 0$. Это важно при учёте гравитации, универсально взаимодействующей с любой формой энергии, в т. ч. и с вакуумной, к-рая проявляется в ур-ниях Эйнштейна в форме космологич. постоянной (Λ-члена). Согласно наблюдат. данным, Λ-член близок к нулю с большой точностью, поэтому в теории должен существовать механизм зануления энергии вакуума. Очень возможно, что введение суперсимметрии — шаг в этом направлении.

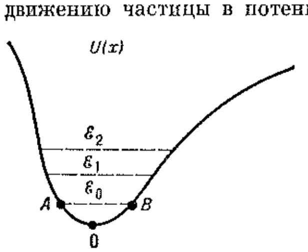
Без учёта гравитации расходимости в $\mathscr{E}_0$ могут быть устранены соответствующим переопределением начала отсчёта энергии, однако в нек-рых случаях могут оставаться нетривиальные конечные части, как в случае т. н. эффекта Казимира (H. Casimir, 1948), когда поле квантуется в пространстве с границей. В этом случае частоты $\omega(\mathbf{k})$ зависят от параметров пространства. В результате и $\mathscr{E}_0$ начинает зависеть от этих параметров. В простейшем случае одно из измерений предполагается ограниченным (размером L), и параметром, от к-рого зависит вакуумная энергия, является длина L. Такая ситуация реализуется, напр., при квантовании эл.-магн. поля между бесконечными параллельными проводящими пластинами (в этом случае L — расстояние между пластинами). Теоретич. вычисление конечной части вакуумной энергии приводит к величине

$$\mathscr{E}_K = -\frac{1}{30 \cdot 4!}\frac{\pi^2}{L^3},$$

к-рая блестяще совпадает с результатами эксперимента по измерению силы притяжения двух проводящих пластин в вакууме. Тем самым эффект Казимира делает Н. к. наблюдаемыми.

Лит.: Бьёркен Дж. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Биррелл Н., Девис П., Квантованные поля в искривленном пространстве — времени, пер. с англ., М., 1984; Ициксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, пер. с англ., т. 1, М., 1984. *Я. И. Коган.*

НУЛЕВЫ́Е КОЛЕБА́НИЯ в твёрдом теле — квантовомеханич. движение частиц твёрдого тела при $T = 0$ К. При классич. описании динамики твёрдого тела в основном состоянии ($T = 0$ К) все частицы (атомы, ионы), из к-рых оно состоит, покоятся в точках, соответствующих устойчивому равновесию. В кристалле это точно локализованные атомы на узлах кристаллич. решётки (в минимумах потенциальной энергии). При квантовомеханич. описании финитному движению частицы в потенц. яме отвечают дискретные уровни энергии. Напр., при движении частицы в одномерной потенц. яме $U(x)$ это $\mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_1$, $\mathscr{E}_2$, ... (рис.), причём основное состояние определяется энергией $\mathscr{E}_0$, расположенной выше 0. Частота Н. к. равна $\mathscr{E}_0/\hbar$, амплитуда определяется областью локализации — расстоянием $x = AB$.



В большинстве случаев движение атомов в кристалле можно рассматривать как совокупность независимых гармонич. колебаний (мод) с разными частотами ω_i. В квантовой теории каждой моде соответствует *осциллятор*, уровни энергии к-рого $\mathscr{E}_n^i = \hbar\omega_i(n_i + {}^1/_2)$. Здесь индекс i нумерует разл. моды, n_i — целые числа — номера возбуждённых состояний осцилляторов. При этом энергия Н. к. для каждой моды соответствует значениям $n_i = 0$, а суммарная энергия Н. к. системы $\mathscr{E} = \sum \hbar\omega_i/2$.

Влияние Н. к. на свойства системы при низких темп-рах особенно существенно, когда амплитуда Н. к. велика. Так, для Не амплитуда Н. к. сравнима с расстоянием между частицами, что определяет отсутствие кристаллизации (при нормальном давлении) даже при $T = 0$ К (см. *Гелий жидкий*, *Квантовая жидкость*) и особенности кристаллич. фазы при высоких давлениях (см. *Гелий твёрдый*, *Квантовый кристалл*). Для атомов поляризованного по спинам атомарного водорода большая амплитуда Н. к. приводит, по-видимому, к возможности существования газовой фазы при $T = 0$ К (см. *Квантовый газ*).

Н. к. влияют на значение параметра порядка системы в основном состоянии и иногда полностью определяют структуру дальнего порядка в низкотемпературных фазах (см. *Дальний и ближний порядок*). Для низкоразмерных систем, особенно для одномерных, Н. к. могут вообще разрушить дальний порядок при низких темп-рах (см. *Квазиодномерные соединения*). При конечных темп-рах роль Н. к. определяется из сравнения амплитуды Н. к. с амплитудой тепловых колебаний в системе.

Лит. см. при ст. *Динамика кристаллической решётки*. *А. Э. Мейерович.*

НУЛЬ-ЗАРЯ́Д в квантовой теории поля — принятое (жаргонное) название для свойства обращения в нуль фактора *перенормировки* константы связи $Z = g_\varphi/g_0$, где g_0 — затравочная константа связи из лагранжиана взаимодействия, g_φ — физ. константа связи, «одетая» взаимодействием. Равенство $Z = 0$ формально приводит к тому, что при любом конечном значении g_0 физ. константа связи g_φ обращается в нуль. Если же (как это принято в совр. формулировке теории перенормировок) фиксировать g_φ и выражать через неё *Грина функции*, то оказывается, что *эффективный заряд* $\bar{g}(k^2, g_\varphi)$ обладает нефиз. полюсом (наз. также полюсом Ландау) по переменной квадрата 4-импульса (k^2). Т. о., свойство Н.-з. свидетельствует о внутр. противоречии данной квантовополевой модели или о неприменимости теории возмущений вблизи этого полюса.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1990. *Д. В. Ширков.*

НУ́ССЕЛЬТА ЧИСЛО́ — безразмерный коэф. стационарного теплообмена между поверхностью тела и потоком жидкости или газа в случае естественной или вынужденной *конвекции*. Предполагается, что передача теплоты осуществляется теплопроводностью в тонком пограничном слое жидкости или газа, образующемся на поверхности тела. Н. ч. $Nu = \alpha l/\lambda$, где α — коэф. теплоотдачи от поверхности тела к жидкости или газу (или наоборот), l — характерный размер тела, λ — коэф. теплопроводности жидкости или газа. Иногда вводят также местное Н. ч. $Nu_x = \alpha(x)x/\lambda$, где x — координата рассматриваемой точки тела. Назв. по имени В. Нуссельта (E. K. W. Nußelt).

В задачах теплообмена Н. ч. обычно является искомой величиной для тела заданной формы и выражается в общем случае в виде зависимости от *подобия критериев*: $Nu = f(Pr, Gr, Re, M, \gamma)$, где Pr — *Прандтля число*, Gr — *Грасгофа число*, Re — *Рейнольдса число*, M — *Маха число*, $\gamma = c_p/c_V$ — отношение уд. теплоёмкостей газа при постоянных давлении и объёме соответственно.

В случае естеств. конвекции обычно используются эмпирич. ф-лы вида $Nu = C_1 Gr^{m_1} Pr^{n_1}$, а в случае вынужденной конвекции вида $Nu = C_2 Re^{m_2} Pr^{n_2}$, где постоянные C_1 и C_2 и показатели степеней m_1, n_1, m_2, n_2 подбирают путём обобщения эксперим. данных, а числа M и γ — известные параметры для этих зависимостей. Зависимости указанного вида получены гл. обр. для тел простой формы (ламинарное и турбулентное обтекание пластины, сферы, течение в трубах и т. п.).

В случае массообмена в смеси разл. газов вводится диффузионное Н. ч. $Nu_д = \beta_c l/D$ или $Nu_д = \beta_p RTl_0/D$, где β_c и β_p — коэф. массотдачи для данного компонента смеси, отнесённые соответственно к разности массовых долей (β_c) и разности парциальных давлений (β_p), R — газовая постоянная, D — коэф. диффузии для рассматриваемого компонента смеси, T — абс. темп-ра. $Nu_д$ иногда наз. также числом Шервуда. *С. Л. Вишневецкий.*

НУТА́ЦИЯ (от лат. nutatio — колебание) — движение твёрдого тела, имеющего неподвижную точку, к-рое происходит одновременно с собств. вращением и прецессией тела и определяется изменением угла нутации θ (см. *Эйлера углы*). У *гироскопа* (волчка), движущегося под действием силы тяжести P, Н. представляет собой колебания оси собств. вращения гироскопа, амплитуда и период к-рых тем меньше, чем больше угл. скорость

В однородной и изотропной среде групповая скорость $v_{гр}$ и волновой вектор **k**, определяющий перемещение фаз $\exp i(\omega t - \mathbf{kr})$, могут быть только параллельными (прямые волны) или антипараллельными (О. в.). Интересным примером О. в. являются плоские эл.-

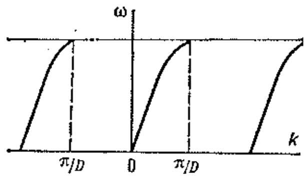


Рис. 2. Дисперсионная характеристика волны, распространяющейся в цепочке упругосвязанных маятников. Левая ветвь ($k < 0$) соответствует обратной пространственной гармонике.

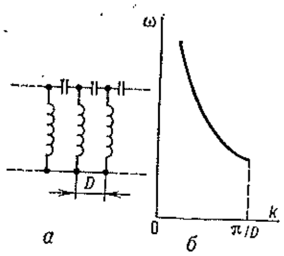


Рис. 3. Электрическая схема фильтра высоких частот (*а*) и дисперсионная характеристика распространяющейся в нём волны с отрицательной групповой скоростью $v_{гр} < 0$ (*б*).

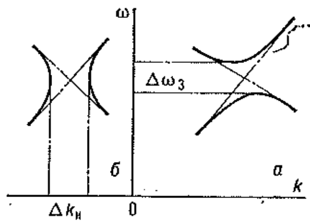


Рис. 4. Дисперсионные характеристики связанных прямой и обратной волн: обе волны с положительной энергией (*а*), одна из волн с положительной, а другая с отрицательной энергиями (*б*).

магн. волны в «экзотической» среде с электрич. и магн. проницаемостями $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$, осуществимой в принципе с помощью искусств. рассеивателей. В анизотропной же среде понятия прямых и О. в. строго применимы лишь к вполне определённым направлениям, связанным с гл. осями тензоров восприимчивости или деформации.

Лит.: Бриллюэн Л., Пароди М., Распространение волн в периодических структурах, пер. с франц., М., 1959; Силин Р. А., Сазонов В. П., Замедляющие системы, М., 1966; Веселаго В. Г., Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ, «УФН», 1967, т. 92, с. 517. *Н. Ф. Ковалёв.*

ОБРА́ТНАЯ РЕШЁТКА — периодич. решётка в обратном пространстве, элементарные векторы трансляции к-рой b_i связаны с осн. векторами трансляции a_i исходной *Браве решётки* (прямой решётки) условиями

$$b_i a_j = \begin{cases} 2\pi, & i = j; \\ 0, & i \neq j. \end{cases} \qquad (1)$$

Узлы О. р. задаются соотношениями $\mathbf{G} = \sum_i L_i b_i$, где L_i — произвольные целые числа, $i = 1, 2, 3$ для трёхмерной решётки, $i = 1, 2$ для двухмерной. Размерность О. р. совпадает с размерностью прямой решётки. Так, для трёхмерной прямой решётки О. р. является трёхмерной с элементарными векторами трансляции, равными в соответствии с (1):

$$b_1 = 2\pi[a_2 a_3]/V; \; b_2 = 2\pi[a_3 a_1]/V; \; b_3 = 2\pi[a_1 a_2]/V. \qquad (2)$$

Здесь $V = (a_1[a_2 a_3])$ — объём элементарной ячейки прямой решётки; объём элементарной ячейки О. р. равен $(2\pi)^3/V$. Вектор О. р. $G_{hkl} = hb_1 + kb_2 + lb_3$ перпендикулярен плоскости с *индексами кристаллографическими* h, k, l.

Между прямыми и О. р. имеется взаимно однозначное соответствие, причём прямая решётка является обратной к обратной. Поэтому для каждого кристалла О. р. вводится однозначно, а симметрия О. р. полностью определяется симметрией решётки Браве кристалла. Напр., О. р. для простой кубич. решётки — простая кубическая, для гранецентрир. кубической — объёмноцентрир. кубическая (и наоборот) и т. д.

Понятие О. р. является одним из основных в физике твёрдого тела. О. р. определяет структуру пространства квазиимпульсов *квазичастиц*. Их волновые векторы определены с точностью до векторов трансляции О. р. G; состояния квазичастиц, для которых квазиимпульсы отличаются на величину $\hbar G$, а остальные квантовые числа одинаковы, тождественны. Поэтому область всех физически неэквивалентных значений волнового вектора квазичастицы образует элементарную ячейку О. р. Соответственно энергетич. спектр квазичастиц и др. ф-ции волнового вектора являются периодич. ф-циями векторов трансляции О. р. При этом мн. характеристики квазичастиц кристалла могут задаваться разложением в ряд Фурье по векторам трансляции О. р. Это позволяет перейти к квазиимпульсному представлению для операторов и волновых ф-ций квазичастиц по аналогии с переходом к импульсному представлению для частиц в свободном пространстве (см. *Импульсное представление* в квантовой механике).

Экстремумы энергетич. спектра обычно соответствуют точкам высокой симметрии ячеек О. р. При столкновениях квазичастиц сумма их квазиимпульсов сохраняется с точностью до G (см. *Переброса процессы*). *Вигнера — Зейтца ячейка* О. р. является первой *Бриллюэна зоной* для кристалла.

О. р.— важный матем. образ, находящий многочисл. применения в кристаллографии и физике твёрдого тела. Напр., понятие О. р. удобно использовать при описании дифракции частиц на кристаллич. решётке (см. *Дифракция нейтронов*, *Нейтронография структурная*, *Рентгеновский структурный анализ*, *Электронография*). Соответственно нейтроно- и рентгенограммы кристалла могут дать «изображение» О. р.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979. *А. Э. Мейерович.*

ОБРА́ТНАЯ СВЯЗЬ — воздействие результатов к.-л. процесса на его протекание; самовоздействие, взаимовлияние разл. степеней свободы *динамической системы*. Если нач. отклонение к.-л. характеристики процесса от её исходного значения приводит благодаря действию О. с. к дальнейшему росту этого отклонения, то О. с. наз. положительной, а в противоположном случае — отрицательной.

Термин «О. с.» первоначально появился в радиоэлектронике, где им обозначалось электрич. воздействие анодной цепи лампового усилителя на цепь сетки усиливающей лампы (см. *Генератор электромагнитных колебаний*). Впоследствии этот термин использовался для обозначения воздействия управляемого процесса на орган управления автоматич. регулирования, а также для обозначения эффектов взаимовлияния хим. и тепловой степеней свободы системы в теории теплового взрыва. При разработке теории нелинейных колебаний понятие О. с. применялось Л. И. Мандельштамом, А. А. Андроновым и др. для общей характеристики особенностей нелинейного взаимодействия разл. степеней свободы динамич. систем. Термин «О. с.» широко использовался по отношению к любым эффектам самовоздействия в физ., хим., биол., социологич. и др. системах, осуществляемым либо с помощью внеш. цепи, либо в силу природы их внутр. устройства.

Простейшим примером системы с положительной О. с. является усилитель с громкоговорителем, звуковой сигнал к-рого воздействует на микрофон, подключённый к входу усилителя. Хорошо известный эффект самовозбуждения такой системы обусловлен О. с., реализуемой по акустич. каналу. Аналогично положительная О. с. по оптич. каналу осуществляется с помощью телекамеры, установленной против экрана телевизора, на вход к-рого через усилитель подаётся сигнал с телекамеры (рис. 1). Результатом самовозбуждения в такой системе являются спонтанно возникающие узоры на экране телевизора.

В качестве примера устройств с отрицательной О. с. можно привести разл. системы автоматич. регулирования. Так, механич. отрицательная О. с. имеется в цент-