

**Фазовые переходы.** При непрерывном изменении внеш. параметров (напр., давления или темп-ры) свойства системы могут при нек-рых значениях параметров измениться скачкообразно, т. е. происходит фазовый переход. Фазовые переходы делятся на переходы 1-го рода, сопровождающиеся выделением скрытой теплоты перехода и скачкообразным изменением объёма (напр., плавление), и переходы 2-го рода, в к-рых скрытая теплота и скачок объёма отсутствуют, а имеется скачок теплоёмкости (напр., переход в сверхпроводящее состояние). При переходе 2-го рода меняется симметрия тела. Это изменение количественно характеризуется *параметром порядка*, отличным от нуля в одной из фаз и обращающимся в нуль в точке перехода. Статистич. теория фазовых переходов составляет важную, но ещё далёкую от завершения область С. ф. Наиб. трудность для теоретич. исследования представляют при этом свойства вещества вблизи *критической точки* фазового перехода 1-го рода и в непосредств. близости линии фазового перехода 2-го рода. (На нек-ром расстоянии от этой линии переход 2-го рода описывается *Ландау теорией*.) Здесь аномально возрастают флуктуации, и рассмотренные выше приближённые методы С. ф. неприменимы. Поэтому важную роль играют *точно решаемые модели*, в к-рых есть переходы (см. *Двумерные решётчатые модели*). Существ. продвижение в построении флуктуац. теории фазовых переходов достигнуто методом *эпсилон-разложения*. В нём переход исследуется в воображаемом пространстве с числом измерений  $(4 - \epsilon)$ , а результаты экстраполируются к  $\epsilon = 1$ , т. е. реальному пространству трёх измерений. В двумерных системах возможны своеобразные фазовые переходы, когда при нек-рой темп-ре появляются дислокации или вихревые нити. Параметр порядка в точке перехода обращается в нуль скачком, а теплоёмкость непрерывна.

**Неупорядоченные системы.** Своеобразное место в С. ф. занимают *стёкла* — твёрдые тела, атомы к-рых расположены беспорядочно даже при абс. нуле темп-р. Строго говоря, такое состояние является неравновесным, но с чрезвычайной большим временем релаксации, так что неравновесность фактически не проявляется. Теплоёмкость стёкол при низких темп-рах линейно зависит от  $T$ . Это следует из выражения для  $Z$  в виде (8). При  $T \rightarrow 0$  зависимость от  $T$  определяется поведением  $g(E)$  при малых  $E$ . Но для *неупорядоченных систем* значение  $E = 0$  ничем не выделено, так что  $g(0)$  конечно,  $Z = A + g(0)T$  и  $c \sim T$ . Интересной особенностью стёкол является зависимость наблюдаемых значений теплоёмкости от времени измерения. Это объясняется тем, что уровни энергии с малыми  $E$  связаны с квантовым туннелированием атомов через высокий потенциальный барьер, требующим большого времени. Интересны свойства *спиновых стёкол* — систем беспорядочно расположенных атомов, имеющих магн. моменты.

**Статистическая физика неравновесных процессов.** Всё большее значение приобретает *кинетика физическая* — раздел С. ф., в к-ром изучают процессы в системах, находящихся в неравновесных состояниях. Здесь возможны две постановки вопроса: можно рассматривать систему в нек-ром неравновесном состоянии и следить за её переходом в состояние равновесия; можно рассматривать систему, неравновесное состояние к-рой поддерживается внеш. условиями, напр. тело, в к-ром задав градиент темп-ры, протекает электрич. ток и т. п., или тело, находящееся в перем. внеш. поле.

Если отклонение от равновесия мало, неравновесные свойства системы описываются т. н. *кинетическими коэффициентами*. Примерами таких коэф. являются коэф. вязкости, теплопроводности и диффузии, электропроводность металлов и т. п. Эти величины удовлетворяют принципу симметрии кинетич. коэффициентов, выражающему симметрию ур-ний механики относительно изменения знака времени (см. *Онсагера теорема*).

Более общим понятием является *обобщённая восприимчивость*, описывающая изменение  $\delta x$  ср. значения нек-рой физ. величины  $x$  под действием малой «обобщённой силы»  $f$ , к-рая входит в гамильтоновы системы в виде  $-fx$ , где  $x$  — квантовомеханич. оператор, соответствующий  $x$ . Если  $f$  зависит от времени как  $\exp(-i\omega t)$ , изменение  $\delta x$  можно записать в виде  $\delta x = \alpha(\omega)f$ . Комплексная величина  $\alpha(\omega)$  и есть обобщённая восприимчивость, она описывает поведение системы по отношению к внеш. воздействию. С др. стороны, она определяет и релаксац. свойства: при  $t \rightarrow \infty$  величина  $x$  релаксирует к своему равновесному значению по закону  $\exp(-\gamma t)$ , где  $\gamma$  — расстояние от вещественной оси до ближайшей к ней особенности ф-ции  $\alpha(\omega)$  в нижней полуплоскости комплексной переменной  $\omega$ . К числу задач С. ф. неравновесных процессов относятся и исследование зависимости флуктуаций от времени. Эта зависимость описывается временной корреляц. ф-цией  $\varphi(t)$ , в к-рой усредняются флуктуации величины  $x$ , взятые в разл. моменты времени  $t$ :

$$\varphi(t_1 - t_2) = \overline{\Delta x(t_1) \Delta x(t_2)},$$

$\varphi(t)$  является чётной ф-цией своего аргумента. В классической С. ф. существует связь между  $\varphi(t)$  и законом релаксации величины  $x$ . Если релаксация описывается нек-рым линейным дифференц. ур-нием для отклонения  $x$  от равновесного значения, то тому же ур-нию удовлетворяет и  $\varphi(t)$  при  $t > 0$ .

Соотношение между  $\varphi(t)$  и  $\alpha(\omega)$  устанавливает *флуктуационно-диссипативная теорема*. Теорема утверждает, что фурье-образ корреляц. ф-ции

$$\varphi_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \exp(i\omega t) dt$$

выражается через  $\alpha(\omega)$  следующим образом:

$$\varphi_\omega = \hbar \operatorname{cth}(\hbar\omega/2kT) \operatorname{Im} \alpha(\omega). \quad (17)$$

Частным случаем (17) является *Найквиста формула*.

Описание сильно неравновесных состояний, а также вычисление кинетич. коэф. производятся с помощью *кинетического уравнения Больцмана*. Это ур-ние представляет собой интегродифференц. ур-ние для одночастичной ф-ции распределения (в квантовом случае — для одночастичной матрицы плотности, или статистич. оператора). Оно содержит члены двух типов. Одни описывают изменение ф-ции распределения при движении частиц во внеш. полях, другие — при столкновениях частиц. Именно столкновения приводят к возрастанию энтропии неравновесной системы, т. е. к релаксации. Замкнутое, т. е. не содержащее др. величин кинетич. ур-ние, невозможно получить в общем виде. При его выводе необходимо использовать малые параметры, имеющиеся в данной конкретной задаче. Важнейшим примером является кинетич. ур-ние, описывающее установление равновесия в газе за счёт столкновений между молекулами. Оно справедливо для достаточно разреженных газов, когда длина свободного пробега велика по сравнению с расстояниями между молекулами. Конкретный вид этого ур-ния зависит от эфф. сечения рассеяния молекул друг на друге. Если это сечение известно, ур-ние можно решать, разлагая искомую ф-цию по ортогональным полиномам. Таким способом можно вычислить кинетич. коэф. газа, исходя из известных законов взаимодействия между молекулами. Кинетич. ур-ние учитывает только парные столкновения между молекулами и описывает только первый неисчезающий член разложения этих коэф. по плотности газа. Удалось найти и более точное ур-ние, учитывающее также тройные столкновения, что позволило вычислить следующий член разложения.