

коллективных возбуждений с возбуждениями отд. частиц. В первой части гамильтониана гл. роль играет квадратичная по К. п. форма, члены более высокого порядка интерпретируют как динамич. взаимодействие коллективных возбуждений.

Число К. п. и число оставшихся индивидуальных переменных, необходимых для описания микроскопич. состояния системы, должно равняться исходному числу степеней свободы. Учёт этого ограничения необходим при расчёте статистич. средних и статистич. суммы, часть к-рой может быть подсчитана с помощью переменных типа ρ_k , а часть («коротковолновая») — с помощью исходных переменных.

Примеры К. п. в статистич. системах:

а) В жидкостях К. п. соответствуют помимо плотности числа частиц $\rho(\mathbf{r})$ ещё четыре величины: плотности импульса и энергии

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \rho_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad \varepsilon(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \varepsilon(\rho_j) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j).$$

Обычно рассматривают фурье-компоненты этих переменных, ρ_k , \mathbf{p}_k и ε_k , к-рые в пределе $k \rightarrow 0$ переходят в интегралы движения: полное число частиц, полный импульс и полную энергию системы. При значениях волнового вектора $k = |\mathbf{k}|$, меньших обратного среднего расстояния между частицами, эти величины меняются достаточно медленно. Исследование ур-ний движения для этих К. п. и их корреляц. ф-ций является предметом молекулярной гидродинамики.

б) В твёрдом теле в гармонич. приближении микроскопич. состояние можно представить как суперпозицию нормальных колебаний всей системы, каждому из к-рых сопоставляется К. п. Это т. н. *фононы*.

в) В электронном газе с кулоновским взаимодействием К. п. являются величины ρ_k , к-рые в нулевом приближении соответствуют плазменным колебаниям с ленгмювской частотой (см. *Плазма*). Дальнейшее развитие метода связано с учётом взаимодействия К. п. с индивидуальными переменными. В случае, когда величина $v(k)$ конечна при $k=0$, а также в случае, когда спектр индивидуальных возбуждений отделён от энергии осн. состояния конечной щелью (в сверхпроводниках), коллективные возбуждения при $k \rightarrow 0$ реализуются как акустич. колебания с частотой $\omega = ck$. Колебания вырожденных ферми-жидкости или ферми-газа (т. н. *нулевой звук*) также являются коллективными возбуждениями.

г) В слабо неидеальном вырожденном бозе-газе аналогичная процедура введения К. п. приводит к появлению характерного спектра для зависимости энергии коллективного возбуждения $\hbar\omega$ от импульса $\hbar k$:

$$\hbar\omega = \left[\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \left(\frac{N}{V} v(k) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) \right]^{1/2},$$

соответствующего при $k \rightarrow 0$ фоновому спектру (Н. Н. Боголюбов, Д. Н. Зубарев, 1955).

д) В магнетиках низкоэнергетич. возбуждения реализуются в виде *магнонов* (колебаний магн. момента). К. п. (фурье-компоненты магн. момента) дают в нулевом приближении удовлетворит. описание осн. свойств магнетиков при низких (по сравнению с точкой Кюри) темп-рах.

е) К. п. используют и для описания коллективных эффектов в тяжёлых ядрах (объёмных колебаний и колебаний поверхности ядра, включая эффекты её несферичности).

Лит.: Бом Д., Общая теория коллективных переменных, пер. с англ., М., 1964; Хаар Д. тер. Введение в физику систем многих частиц, пер. с англ., М., 1961; Юхновский И. Р., Головкин М. Ф., Статистическая теория классических равновесных систем, К., 1980; Вонн J., V i r S., Molecular hydrodynamics, N. Y., 1980. Д. Н. Зубарев.

КОЛЛИМАТОР (от лат. collimo, искажение правильного collineo — направляю по прямой линии) — оптич. устройство для получения пучков параллельных лучей. К. состоит из объектива (в простейшем случае — вогну-

того зеркала), в фокальной плоскости к-рого помещён яркий источник света малой величины (точечная нить лампы, освещённое отверстие диафрагмы). Объектив и источник света укрепляются в зачернённой изнутри трубе (или корпусе иной формы). Неидеальная параллельность пучка, выходящего из К., обусловлена конечным размером светящегося предмета и aberrацией объектива (см. *Аберрации оптических систем*). К. применяются, напр., в астрономии для выверки больших измерит. инструментов и определения их коллимационной ошибки, в спектральных приборах для получения пучков света, направляемых в диспергирующую систему, в разнообразных измерит., испытат. и выверочных оптико-механич. приборах. К. входит в состав автоколлимационных устройств (см. *Автоколлимация*).

КОЛМОГОРОВА УРАВНЕНИЯ — ур-ния для переходной ф-ции *марковского случайного процесса*. Получены А. Н. Колмогоровым в 1938. В простейшем случае процесса со счётным множеством состояний $\{i\}$ переходная ф-ция $p_{ij}(s, t)$ есть вероятность перехода из состояния i в момент s в состояние j в момент t . К. у. для p_{ij} имеет вид

$$\partial p_{ij}(s, t) / \partial s = \sum_k \alpha_{ik}(s) p_{kj}(s, t)$$

(первое, или обратное, К. у.),

$$\partial p_{ij}(s, t) / \partial t = \sum_k p_{ik}(s, t) \alpha_{kj}(t)$$

(второе, или прямое, К. у.), где $\alpha_{ij}(s) = \lim_{t \rightarrow s} [p_{ij}(s, t) - \delta_{ij}] / (t - s)$, $t > s$; δ_{ij} — *Кronecker символ*. В физ. задачах чаще всего встречается марковский процесс диффуз. типа с континуумом состояний $\{x\}$, для к-рого существуют плотность переходной ф-ции $p(s, x | t, y)$ — плотность вероятности перехода из состояния x в момент s в состояние y в момент t — и пределы

$$a(s, x) = \lim_{t \rightarrow 0} t^{-1} \int (y - x) p(s, x | s + t, y) dy,$$

$$b(s, x) = \lim_{t \rightarrow 0} t^{-1} \int (y - x)^2 p(s, x | s + t, y) dy.$$

Тогда (при нек-рых дополнит. предположениях) К. у. для $p(s, x; t, y)$ имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial s} + a(s, x) \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2} b(s, x) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (a(t, y) p) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (b(t, y) p) = 0.$$

Второе К. у. наз. в этом случае *Фоккера—Планка уравнением*. Величина $a(s, x)$ имеет смысл скорости систематич. изменения состояния x , $b(s, x)$ описывает интенсивность беспорядочных толчков. Для гауссова случайного процесса с

$$p(s, x | t, y) = p_0(t - s, y - x) =$$

$$= [4\pi D(t - s)]^{-1/2} \exp\{- (y - x)^2 / 4D(t - s)\}$$

второе К. у. переходит в *диффузионное уравнение*:

$$\partial p_0 / \partial t - D \partial^2 p_0 / \partial y^2 = 0.$$

Помимо многочисл. приложений в теории *броуновского движения*, теории *флуктуаций*, задачах физ. кинетики К. у. используются в астрофизике.

Лит.: Колмогоров А. Н., Об аналитических методах в теории вероятностей, «УМН», 1938, в. 5, с. 5; Гихман И. И., Скороход А. В., Теория случайных процессов, т. 2, М., 1973; Агекян Т. А., Теория вероятностей для астрономов и физиков, М., 1974; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983. В. П. Павлов.

КОЛМОГОРОВА — ФЭЛЛЕРА УРАВНЕНИЕ — интегродифференц. ур-ние для переходной плотности вероятности *марковских случайных процессов* с разрывными (скачкообразными) изменениями состояния. Получено А. Н. Колмогоровым в 1938 и У. Феллером (W. Feller) в 1940.

Пусть, напр., реализации случайного процесса $x(t)$ представляют собой кусочно-постоянные ф-ции, скач-