

т. е. вероятность реализации состояния $\alpha^* + \alpha'$, определяется выражениями (1.68) и (1.69). В частности, если эти переменные относятся к подсистеме большой системы, то эту вероятность можно представить в виде

$$P(\alpha') = Ce^{-W_{\min}(\alpha^*, \alpha')/kT^*}, \quad (6.1)$$

где $W_{\min}(\alpha^*, \alpha')$ — минимальная работа, необходимая для перевода подсистемы из равновесного состояния α^* в состояние $\alpha^* + \alpha'$. При этом предполагается, что подсистема взаимодействует с остальной частью системы (термостатом). Здесь T^* — равновесная температура. Вывод этого выражения дается в примере 1. Подобное термодинамическое рассмотрение часто оказывается очень полезным.

§ 2. Частота столкновений

В кинетической теории газов или электронов в твердом теле необходимо определять среднюю частоту столкновений отдельной частицы с другими частицами системы или с какими-либо препятствиями (стенки сосуда или примеси в кристалле). Сначала нужно дать некоторые определения.

Длительность времени столкновения — время, в течение которого рассматриваемая частица находится в силовом поле партнера по столкновению. Усреднение этого времени по всем возможным столкновениям дает среднее время (среднюю длительность) столкновения.

Время свободного пробега — время между двумя последовательными столкновениями. Значение времени свободного пробега (среднее время свободного пробега) определяется как время свободного пробега, усредненное по всем возможным столкновениям. В обычной кинетической теории всегда предполагается, что столкновения происходят мгновенно и поэтому частицы большую часть времени движутся свободно. Таким образом, оказывается возможным выбрать временной интервал Δt , удовлетворяющий условию:

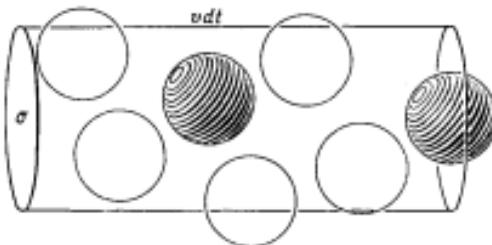
$$\text{среднее время свободного пробега} \gg \Delta t \gg \text{среднее время столкновения}. \quad (6.2)$$

Допущение, используемое при вычислении числа столкновений (*Stosszahlansatz*). Для вычисления числа столкновений в единицу времени обычно вводится следующее допущение. Рассмотрим центр рассеяния (партнер по столкновению). Для того чтобы некая частица в интервале времени Δt рассеялась некоторым определенным образом на данном центре, необходимо, чтобы она находилась в определенной области в непосредственной близости

от центра рассеяния (фиг. 133). Это соответствует следующему предположению:

$$\left(\begin{array}{c} \text{Число столкновений} \\ \text{за время } \Delta t \end{array} \right) = \Delta V \left(\begin{array}{c} \text{Вероятность} \\ \text{нахождения} \\ \text{частиц в единичном объеме} \\ \text{пространства} \end{array} \right) \cdot \left(\begin{array}{c} \text{Число} \\ \text{центров} \\ \text{рассеяния} \end{array} \right), \quad (6.3)$$

где второй множитель в правой части соответствует функции распределения (1.9).



Ф и г. 133

Например, если в единичном объеме имеется s центров рассеяния, каждый из которых обладает сечением σ , то число частиц со скоростями между v и $v + dv$, рассеивающихся на этих центрах за единицу времени, дается выражением

$$\frac{d\mathfrak{N}}{dt} = s \sigma v n f(v) dv. \quad (6.4)$$

Здесь n — плотность числа частиц, $f(v)$ — функция распределения частиц по скоростям [нормированная так, что $\int f(v) dv = 1$]. Смысл этой формулы ясен из фиг. 133, где изображен цилиндр объемом $vdt \times \sigma$.

Допущение молекулярного хаоса означает, что при рассмотрении временных интервалов Δt , удовлетворяющих условию (6.2), частота столкновений может быть вычислена с помощью выражения (6.4). Такое допущение позволяет вывести уравнение Больцмана (см. § 3). Другими словами, динамические связи между последующими столкновениями быстро теряются из-за большого числа и случайного распределения центров рассеяния.

§ 3. Уравнение переноса Больцмана

Вязкие силы в потоке газа связаны с переносом импульса молекул, теплопроводность — с переносом энергии, а диффу-