

Раздел II

ОСНОВЫ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕРМОДИНАМИКИ

Введение

Макроскопической называется система, образованная огромным числом микро-частиц (молекул, атомов, ионов, электронов).

Для изучения процессов, происходящих в макроскопических системах, применяют два качественно различных и взаимно дополняющих друг друга метода: **статистический (молекулярно-кинетический)** и **термодинамический**. Первый лежит в основе молекулярной физики, второй – термодинамики.

Молекулярная физика – раздел физики, изучающий строение и свойства вещества исходя из молекулярно-кинетических представлений, основывающихся на том, что все тела состоят из молекул, находящихся в непрерывном хаотическом движении.

Законы поведения огромного числа молекул, являясь статистическими закономерностями, изучаются с помощью статистической физики.

Статистический метод основан на том, что свойства макроскопической системы, в конечном счете, определяются свойствами частиц системы, особенностями их движения и **усредненными** значениями динамических характеристик этих частиц.

Термодинамика – раздел физики, изучающий общие свойства макроскопических систем, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, и процессы перехода между этими состояниями.

Термодинамика не рассматривает микропроцессы, которые лежат в основе этих превращений. Этим термодинамический метод отличается от статистического. Термодинамика базируется на двух началах – фундаментальных законах, установленных в результате обобщения опытных данных.

Термодинамическая система – совокупность макроскопических тел, которые взаимодействуют и обмениваются энергией как между собой, так и с другими телами (внешней средой).

Основа термодинамического метода – определение термодинамического состояния системы, которое задается термодинамическими параметрами.

Термодинамические параметры (параметры состояния) – совокупность физических величин, характеризующих свойства термодинамической системы.

Обычно в качестве термодинамических параметров выбирают температуру T , давление p и объем V (удельный объем v).

Температура – физическая величина, характеризующая состояние термодинамического равновесия макроскопической системы.

В **Международной практической шкале** температура замерзания и кипения воды при $p = 1,013 \cdot 10^5$ Па соответственно 0°C и 100°C (так называемые реперные точки). **Термодинамическая температурная шкала** определяется по одной реперной точке, в качестве которой взята тройная точка воды (температура, при которой лед, вода и насыщенный пар при $p = 609$ Па находятся в термодинамическом равновесии) $T_{mm} = 273,16$ К, $\Delta T = 1\text{K} = \Delta t = 1^\circ\text{C}$. Температура замерзания воды равна $T = 273,15$ К.

$$T = 273,15 + t.$$

В США применяется температурная шкала Фаренгейта. По ней температура замерзания воды – $t_z = 0^\circ\text{C} = 32^\circ\text{F}$, а температура кипения – $t_k = 100^\circ\text{C} = 212^\circ\text{F}$.

Удельный объем v – это объем единицы массы вещества.

$$v = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho}.$$

Любое изменение термодинамической системы, связанное с изменением хотя бы одного из ее термодинамических параметров, называется термодинамическим процессом.

Макроскопическая система находится в термодинамическом равновесии, если ее состояние с течением времени не изменяется.

Глава 9

Молекулярно-кинетическая теория идеального газа

§ 51

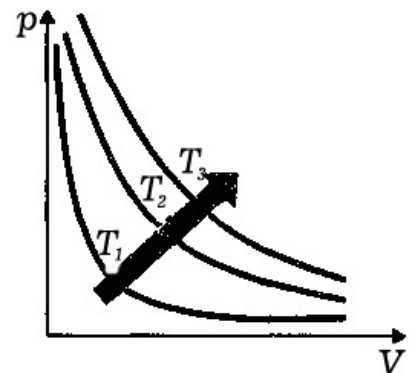
Опытные законы идеального газа

Идеальный газ – это идеализированная модель, согласно которой: 1) собственный объем молекул газа пренебрежимо мал по сравнению с объемом сосуда; 2) между молекулами газа отсутствуют силы взаимодействия; 3) столкновения молекул газа между собой и со стенками сосуда абсолютно упругие.

Закон Бойля-Мариотта. Для данной массы газа при постоянной температуре произведение давления газа на его объем есть величина постоянная.

$$pV = \text{const}, \quad (51.1)$$

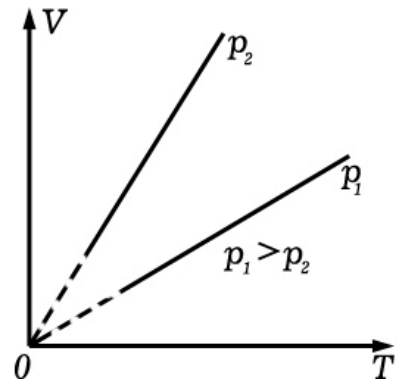
при $T = \text{const}$ и $m = \text{const}$. Процесс, проходящий при $T = \text{const}$, называется **изотермическим**. Кривые, изображающие зависимость между величинами p и V , характеризующими свойства вещества при постоянной температуре, называются **изотермами**.



Закон Гей-Люссака. Отношение объема данной массы газа при постоянном давлении к его термодинамической температуре есть величина постоянная.

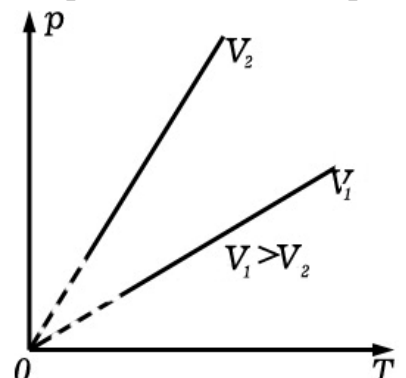
$$\frac{V}{T} = \text{const}, \quad (51.2)$$

при $p = \text{const}$ и $m = \text{const}$. Процесс, протекающий при постоянном давлении, называется **изобарным**. Прямая, изображающая этот процесс – **изобарой**.



Закон Шарля. Отношение давления данной массы газа при постоянном объеме к его термодинамической температуре есть величина постоянная.

$$\frac{p}{T} = \text{const}, \quad (51.3)$$



Закон Авогадро. Моли любых газов при одинаковой температуре и давлении занимают одинаковые объемы.

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$
$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i,$$

§ 52

Между параметрами p , V и T , определяющими состояние некоторой массы газа, существует определенная связь, называемая **уравнением состояния**, которое в общем виде задается выражением

где каждая из переменных является функцией двух других.

В соответствии с газовыми законами запишем

$$p'_1/p_2 = T_1/T_2. \quad (52.2)$$

Исключив из уравнений (52.1) и (52.2) p'_1 , получим

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}.$$

Так как состояния 1 и 2 были выбраны произвольно, то для данной массы газа величина pV/T – остается постоянной, т.е.

$$pV/T = B = \text{const}. \quad (52.3)$$

Выражение (52.3) является **уравнением Клапейрона**, в котором B – газовая постоянная, различная для разных газов.

Д.И. Менделеев (1834–1907) объединил уравнение Клапейрона с законом Авогадро, отнеся уравнение (52.3) к одному молю, и используя молярный объем V_m . Из закона Авогадро следует, что B будет одинаковой для всех газов. Эта общая для всех газов постоянная R и называется **молярной газовой постоянной**. Уравнению

$$pV_m = RT \quad (52.4)$$

удовлетворяет лишь идеальный газ, и оно является **уравнением состояния идеального газа**, называемое так же **уравнением Клапейрона–Менделеева**.

$$pV = \nu RT, \quad (52.5)$$

где $R = 8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, $\nu = m/M$ – количество вещества, $V = \nu V_m$ – объем газа, M – молярная масса.

$$p = \frac{RT}{V_m} = \frac{kN_A T}{V_m} = nkT,$$

где $k = R/N_A = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ – постоянная Больцмана, $n = N_A/V_m$ – концентрация молекул.

$$p = nkT \quad (52.6)$$

Число молекул в 1 м^3 газа при нормальных условиях называется **числом Лошмидта**.

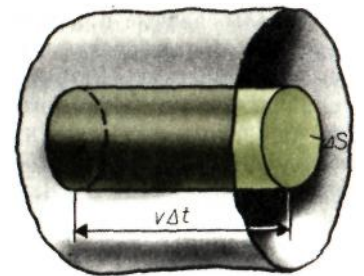
$$N_L = p_0/kT_0 = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}.$$

Основное уравнение молекулярно-кинетической теории идеальных газов

Для вывода основного уравнения молекулярно-кинетической теории рассмотрим одноатомный идеальный газ. Предположим, что:

- 1) молекулы газа движутся хаотически;
- 2) число взаимных столкновений между молекулами газа пренебрежимо мало по сравнению с числом ударов о стенки сосуда;
- 3) соударения молекул со стенками сосуда абсолютно упругие.

Выделим на стенке сосуда некоторую элементарную площадку ΔS и вычислим давление, оказываемое на эту площадку.



$m_0 v - (-m_0 v) = 2m_0 v$ – импульс получаемый стенкой при каждом соударении молекулы, движущихся перпендикулярно площадке ΔS .

$N = n\Delta S v \Delta t$ – число молекул попадающих на площадку ΔS за время Δt (n – концентрация молекул). Из всех молекул N , находящихся в объеме $\Delta S v \Delta t$, на площадку ΔS движется только шестая их часть. Таким образом, при столкновении с площадкой ΔS эти молекулы передадут ей импульс

$$\Delta P = 2m_0 v \cdot \frac{1}{6} n \Delta S v \Delta t = \frac{1}{3} n m_0 v^2 \Delta S \Delta t.$$

Известно, что $\Delta P = F \Delta t = p \Delta S \Delta t$. Тогда давление, оказываемое газом на стенку сосуда равно

$$p = \frac{\Delta P}{\Delta S \Delta t} = \frac{1}{3} n m_0 v^2. \quad (53.1)$$

Если газ в объеме V содержит N молекул, движущихся со скоростями $v_1, v_2, \dots, v_N$, то целесообразно рассматривать **среднюю квадратичную скорость**

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_i^2}, \quad (53.2)$$

характеризующую всю совокупность молекул газа. Тогда уравнение (53.1) с учетом (53.2) примет вид

$$p = \frac{1}{3} n m_0 \langle v_{\text{KB}}^2 \rangle. \quad (53.3)$$

Выражение (53.3) называется **основным уравнением молекулярно-кинетической теории идеального газа**.

Учитывая, что $n = N/V$, получим

$$pV = \frac{1}{3} N m_0 \langle v_{\text{KB}}^2 \rangle \quad (53.4)$$

или

$$pV = \frac{2}{3} N \frac{m_0 \langle v_{\text{KB}}^2 \rangle}{2} = \frac{2}{3} E, \quad (53.5)$$

где E – суммарная кинетическая энергия поступательного движения всех молекул газа. С учетом $m = m_0 N$, получим

$$pV = \frac{1}{3} m \langle v_{\text{KB}}^2 \rangle.$$

Для одного моля газа $m = M$ получим

$$pV_m = \frac{1}{3} M \langle v_{\text{KB}}^2 \rangle.$$

С другой стороны $pV_m = RT$, тогда

$$RT = \frac{1}{3} M \langle v_{\text{KB}}^2 \rangle,$$

откуда

$$\langle v_{\text{KB}} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{M}}. \quad (53.6)$$

Так как $M = m_0 N_A$, из уравнения (53.6) следует, что

$$\langle v_{\text{KB}} \rangle = \sqrt{\frac{3RT}{m_0 N_A}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}, \quad (53.7)$$

где $k = R/N_A$ – постоянная Больцмана.

Средняя кинетическая энергия поступательного движения одной молекулы идеального газа равна

$$\langle \varepsilon_0 \rangle = \frac{E}{N} = \frac{m_0 \langle v_{\text{KB}}^2 \rangle}{2} = \frac{3}{2} kT. \quad (53.8)$$

Закон Максвелла для распределения молекул идеального газа по скоростям
и энергиям теплового движения

По молекулярно-кинетической теории, как бы не изменялись скорости молекул при столкновениях, средняя квадратичная скорость молекул массой m_0 в газе, находящемся в состоянии равновесия при $T = const$, остается постоянной и равной

$$\langle v_{\text{кв}} \rangle = \sqrt{\frac{3kT}{m_0}}.$$

Это объясняется тем, что в газе, находящемся в состоянии равновесия, устанавливается некоторое стационарное, не меняющееся со временем распределение молекул по скоростям, которое подчиняется вполне определенному статистическому закону. Этот закон теоретически был выведен Дж. Максвеллом.

Максвелл предположил, что газ состоит из очень большого числа N тождественных молекул, находящихся в состоянии беспорядочного теплового движения при одинаковой температуре. Предполагалось также, что силовые поля на газ не действуют.

Закон Максвелла описывается некоторой функцией $f(v)$, называемой **функцией распределения молекул по скоростям**. $f(v)$ определяет относительное число молекул $dN(v)/N$, скорости которых лежат в интервале $v \div v + dv$, т.е.

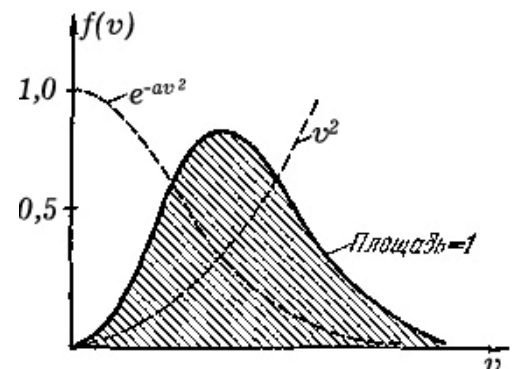
$$\frac{dN(v)}{N} = f(v)dv,$$

откуда

$$f(v) = \frac{dN(v)}{Ndv}.$$

Применяя методы теории вероятности, Максвелл нашел функцию $f(v)$ – **закон для распределения молекул идеального газа по скоростям**

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}}. \quad (54.1)$$

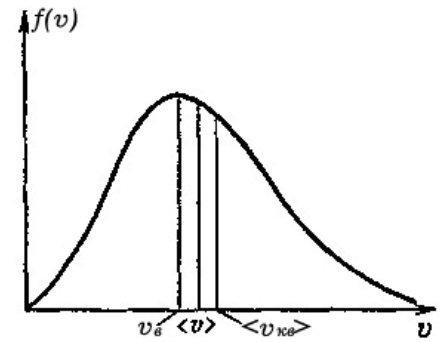


Условие нормировки выглядит следующим образом

$$\int_0^{\infty} f(v) dv = 1.$$

Наиболее вероятная скорость молекул равна

$$v_B = \sqrt{\frac{2kT}{m_0}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}}. \quad (54.2)$$



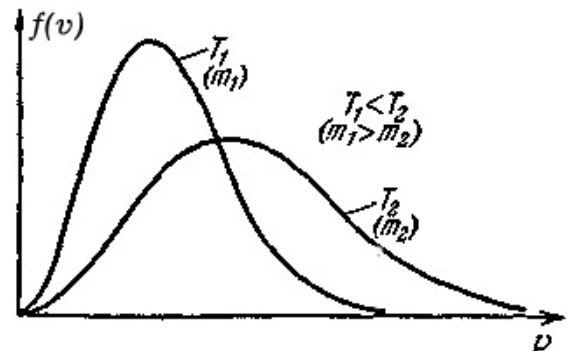
Для определения средней арифметической скорости молекул газа воспользуемся функцией распределения

$$\langle v \rangle = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} v dN(v) = \int_0^{\infty} v f(v) dv,$$

проинтегрировав которую по всем скоростям, получаем

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}. \quad (54.3)$$

На рисунке сопоставлены две кривые распределения, которые можно трактовать либо как относящиеся к различным температурам T_1 и T_2 (при одинаковой m), либо как относящиеся к различным массам m_1 и m_2 (при одинаковой T).



Исходя из распределения молекул по скоростям

$$dN(v) = N 4\pi \left(\frac{m_0}{2\pi kT} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{m_0 v^2}{2kT}} dv \quad (54.4)$$

можно найти распределение молекул газа по значениям кинетической энергии ϵ .

Для этого перейдем от переменной v к переменной $\epsilon = m_0 v^2 / 2$. Подставив в (54.4) $v = \sqrt{2\epsilon/m_0}$ и $dv = d\epsilon / \sqrt{2m_0\epsilon}$, получим

$$dN(\epsilon) = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \epsilon^{1/2} e^{-\epsilon/kT} d\epsilon = N f(\epsilon) d\epsilon.$$

Из последнего выражения получим **функцию распределения молекул по энергиям теплового движения**, которая будет иметь вид

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{(kT)^{3/2}} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}.$$

Средняя кинетическая энергия $\langle \varepsilon \rangle$ молекулы идеального газа с помощью этой функции может быть найдена следующим образом

$$\langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} \varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{2}{\sqrt{\pi}(kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} e^{-\varepsilon/kT} d\varepsilon = \frac{3}{2} kT.$$

§ 55

Барометрическая формула. Распределение Больцмана

Получим закон изменения давления газа с высотой, предполагая, что поле тяготения однородно, температура постоянна и масса всех молекул одинакова. Разность давлений p и $p + dp$ равна весу газа, заключенного в объеме цилиндра высотой dh с основанием площадью, равной единице площади

$$p - (p + dp) = \rho g dh,$$

следовательно

$$dp = -\rho g dh.$$

Воспользовавшись уравнением состояния идеального газа $pV = (m/M)RT$, находим, что $\rho = m/V = pM/(RT)$. Подставив это выражение в (55.1), получим

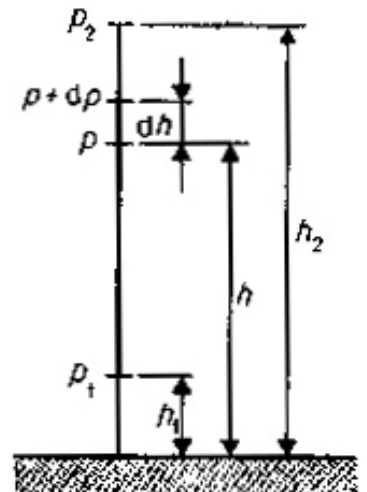
$$dp = -\frac{Mg}{RT} p dh,$$

или

$$\frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} dh.$$

Проинтегрируем обе части последнего равенства

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} \int_{h_1}^{h_2} dh$$



(55.1)

и в результате получим

$$\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = -\frac{Mg}{RT}(h_2 - h_1).$$

Выразим отсюда давление p_2

$$p_2 = p_1 \exp\left\{-\frac{Mg(h_2 - h_1)}{RT}\right\}. \quad (55.2)$$

Выражение (55.2) называется **барометрической формулой**. Она позволяет найти атмосферное давление в зависимости от высоты или, измерив давление, найти высоту. Так как высоты обозначаются относительно уровня моря, где давление считается нормальным, то выражение (55.2) может быть записано в виде

$$p = p_0 \exp\left\{-\frac{Mgh}{RT}\right\}. \quad (55.3)$$

Барометрическую формулу можно преобразовать, если учесть, что $p = nkT$

$$n = n_0 \exp\left\{-\frac{Mgh}{RT}\right\},$$

где n – концентрация молекул на высоте h , n_0 – концентрация молекул на высоте $h = 0$. Так как $M = m_0 N_A$, а $R = k N_A$ получаем

$$n = n_0 \exp\left\{-\frac{m_0 gh}{kT}\right\}. \quad (55.4)$$

Учитывая, что $m_0 gh = U$ – потенциальная энергия молекулы, получаем

$$n = n_0 \exp\left\{-\frac{U}{kT}\right\}. \quad (55.5)$$

Выражение (55.5) называется **распределением Больцмана** во внешнем потенциальном поле.

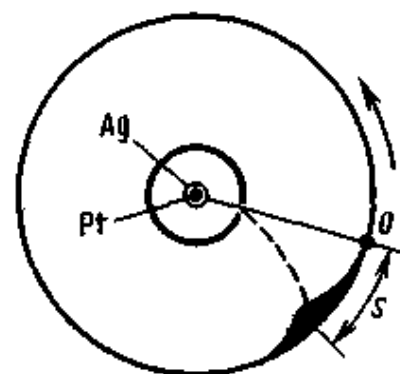
§ 56

Опытное обоснование молекулярно-кинетической теории

1. Броуновское движение. Шотландский ботаник Р.Броун (1773–1858), наблюдая под микроскопом взвесь цветочной пыльцы в воде, обнаружил, что частицы пыльцы оживленно и беспорядочно двигались, то вращаясь, то перемещаясь с

места на место, подобно пылинкам в солнечном луче. Впоследствии оказалось, что подобное сложное зигзагообразное движение характерно для любых частиц малых размеров (~ 1 мкм), взвешенных в газе или жидкости. Интенсивность этого движения, называемого **броуновским**, повышается с ростом температуры среды, с уменьшением вязкости и размеров частиц. Причина броуновского движения долго оставалась неясной. Лишь через 80 лет после обнаружения этого эффекта ему было дано объяснение: броуновское движение взвешенных частиц вызывается ударами молекул среды, в которой частицы взвешены. Так как молекулы движутся хаотически, то броуновские частицы получают толчки с разных сторон, поэтому и совершают движения столь причудливой формы. Таким образом, броуновское движение является подтверждением выводов молекулярно-кинетической теории о хаотическом тепловом движении атомов и молекул.

2. Опыт Штерна. Первое экспериментальное определение скоростей молекул выполнено немецким физиком О. Штерном (1888–1970). Его опыты позволяют также оценить распределение молекул по скоростям. Схема установки Штерна представлена на рисунке. Вдоль оси внутреннего цилиндра с щелью натянута платиновая проволока, покрытая слоем серебра, которая нагревается током при откачанном воздухе. При нагревании серебро испаряется. Атомы серебра, вылетая через щель, попадают на внутреннюю поверхность второго цилиндра, давая изображение щели O . Если прибор привести во вращение вокруг общей оси цилиндров, то атомы серебра осядут не против щели, а сместятся от точки O на некоторое расстояние s . Изображение щели получится размытым. Исследуя толщину осажденного слоя, можно оценить распределение молекул по скоростям, которое соответствует максвелловскому распределению.



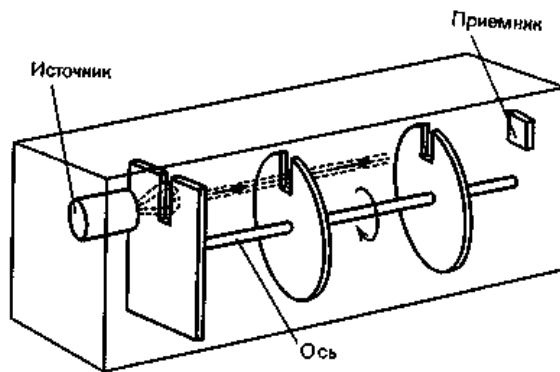
Зная радиус цилиндров r и R , а также их угловую скорость вращения ω , и измеряя s , можно вычислить скорость движения атомов серебра при данной температуре

$$t = \frac{s}{\omega R} = \frac{R-r}{v} - \text{время движения молекул между цилиндрами,}$$

$$v = \omega R \frac{R-r}{s}.$$

Результаты опытов показывают, что скорость атомов серебра близка к той, которая следует из максвелловского распределения молекул по скоростям.

3. Опыт Ламмерта. Этот опыт позволяет более точно определить закон распределения молекул по скоростям. Схема вакуумной установки представлена на рисунке. Молекулярный пучок, сформированный источником, проходя через



щель, попадает в приемник. Между источником и приемником помещают два диска с прорезями, закрепленных на общей оси. При неподвижных дисках молекулы достигают приемника, проходя через прорези в обоих дисках. Если ось привести во вращение, то приемника достигнут только те прошедшие прорезь в первом диске молекулы, которые затрачивают для пробега между дисками время, равное или кратное времени оборота диска. Другие же молекулы задерживаются вторым диском. Меняя угловую скорость вращения дисков и измеряя число молекул, попадающих в приемник, можно выявить закон распределения скоростей молекул. Этот опыт также подтвердил справедливость максвелловского распределения молекул по скоростям.

4. Опытное определение постоянной Авогадро. Воспользовавшись распределением молекул по высоте, французский ученый Ж. Перрен (1870–1942) экспериментально определил постоянную Авогадро. Исследуя под микроскопом броуновское движение, он убедился, что броуновские частицы распределяются по высоте подобно молекулам газа в поле тяготения. Применяв к ним больцмановское распределение, можно записать

$$n = n_0 e^{-(m-m_1)gh/kT},$$

где m – масса частицы, m_1 – масса вытесненной ею жидкости: $m = 4\pi r^3/3$, $m_1 = 4\pi \rho_1 r^3/3$ (r – радиус частицы, ρ – плотность частицы, ρ_1 – плотность жидкости).

Если n_1 и n_2 – концентрации частиц на уровнях h_1 и h_2 , а $k = R/N_A$, то

$$N_A = \frac{3RT \ln(n_1/n_2)}{4\pi r^3 (\rho - \rho_1) g (h_2 - h_1)}.$$

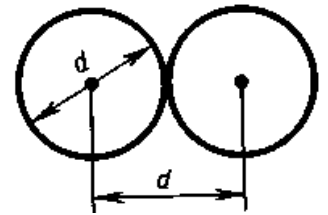
Значение N_A , получаемое из работ Ж.Перрена, соответствовало значениям, полученным в других опытах, что подтверждает применимость к броуновским частицам распределения Больцмана.

§ 57

Среднее число столкновений и средняя длина свободного пробега молекул

Расстояние между двумя последовательными столкновениями молекулы l , называется длиной свободного пробега.

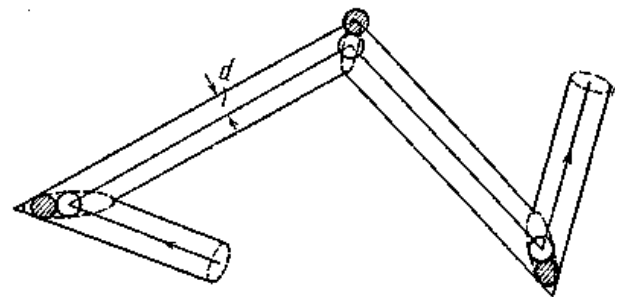
Эффективный диаметр молекулы d – это минимальное расстояние, на которое могут сближаться центры двух молекул в результате столкновения.



Средняя длина свободного пробега молекул равна

$$\langle l \rangle = \langle v \rangle / \langle z \rangle,$$

где $\langle v \rangle$ – средняя арифметическая скорость, $\langle z \rangle$ – среднее число столкновений, испытываемых одной молекулой газа за 1 с.



Среднее число столкновений за 1 с равно числу молекул в объеме «ломаного» цилиндра

$$\langle z \rangle = nV,$$

где n – концентрация молекул, $V = \pi d^2 \langle v \rangle$. Таким образом, среднее число столкновений

$$\langle z \rangle = n\pi d^2 \langle v \rangle.$$

Расчеты показывают, что при учете движения других молекул

$$\langle z \rangle = \sqrt{2}\pi d^2 n \langle v \rangle.$$

Тогда средняя длина свободного пробега равна

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}.$$

§ 58

Явления переноса в термодинамически неравновесных системах

Особые необратимые процессы в результате которых происходит пространственный перенос энергии, массы, импульса, называются явлениями переноса.

К явлениям переноса относятся:

- 1) теплопроводность (обусловлена переносом энергии);
- 2) диффузия (обусловлена переносом массы);
- 3) внутреннее трение (обусловленное переносом импульса).

1. Теплопроводность. Перенос энергии в форме теплоты подчиняется **закону Фурье**

$$j_Q = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (58.1)$$

где j_Q – **плотность теплового потока** – величина, определяемая энергией, переносимой в форме теплоты в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси X ; λ – теплопроводность (коэффициент теплопроводности); dT/dx – градиент температуры, равный скорости изменения температуры на единицу длины вдоль оси X в направлении нормали к этой площадке.

Теплопроводность λ численно равна плотности теплового потока при градиенте температуры, равном единице.

Можно показать, что

$$\lambda = \frac{1}{3} c_v \rho \langle v \rangle \langle l \rangle, \quad (58.2)$$

где c_v – удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, ρ – плотность газа.

2. Диффузия. Явление диффузии заключается в том, что происходит самопроизвольное проникновение и перемешивание частиц двух соприкасающихся газов, жидкостей и твердых тел. Явление диффузии для химически однородного газа подчиняется **закону Фика**

$$j_m = -D \frac{d\rho}{dx}, \quad (58.3)$$

где j_m – **плотность потока массы** – величина определяемая массой вещества, диффундирующего в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную оси X ; D – диффузия (коэффициент диффузии); $d\rho/dx$ – градиент плотности, равный скорости изменения плотности на единицу длины вдоль оси X в направлении нормали к этой площадке.

Диффузия D численно равна плотности потока массы при градиенте плотности, равном единице.

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle l. \quad (58.4)$$

3. Внутреннее трение (вязкость). Сила внутреннего трения между двумя слоями газа или жидкости подчиняется **закону Ньютона**

$$F = \eta \left| \frac{dv}{dx} \right| S, \quad (58.5)$$

где η – динамическая вязкость (вязкость); dv/dx – градиент скорости, показывающий быстроту изменения скорости в направлении оси X , перпендикулярном направлению движения слоев; S – площадь, на которую действует сила F .

Взаимодействие двух слоев можно представить как процесс передачи импульса от одного слоя к другому в единицу времени. Тогда выражение (58.5) можно представить в виде

$$j_p = -\eta \frac{dv}{dx}, \quad (58.6)$$

где j_p – **плотность потока импульса** – величина определяемая полным импульсом, переносимым в единицу времени в положительном направлении оси X через единичную площадку, перпендикулярную этой оси; dv/dx – градиент скорости.

Динамическая вязкость η численно равна плотности потока импульса при градиенте скорости, равном единице.

$$\eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle l \rangle. \quad (58.7)$$

Из формул (58.2), (58.4) и (58.7) вытекает взаимосвязь между теплопроводностью, диффузией и динамической вязкостью

$$\begin{cases} \eta = \rho D \\ \lambda / \eta c_v = 1 \end{cases}$$

§ 59

Вакуум и методы его получения. Свойства ультраразреженных газов

Если из сосуда откачивать газ, то по мере понижения давления число столкновений молекул друг с другом уменьшается, что приводит к увеличению их длины свободного пробега. При достаточно большом разрежении столкновения между молекулами относительно редки, поэтому основную роль играют столкновения молекул со стенками сосуда.

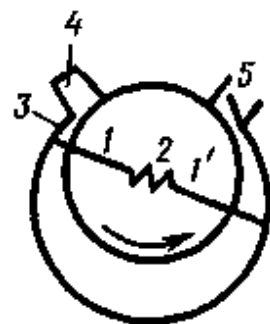
Вакуумом называется состояние газа, при котором средняя длина свободного пробега $\langle l \rangle$ сравнима или больше характерного линейного размера d сосуда, в котором газ находится.

В зависимости от соотношения $\langle l \rangle$ и d различают **низкий** ($\langle l \rangle \ll d$), **средний** ($\langle l \rangle \approx d$), **высокий** ($\langle l \rangle \gg d$) и **сверхвысокий** ($\langle l \rangle \gg \gg d$) вакуум.

Газ в состоянии высокого вакуума называется ультраразреженным.

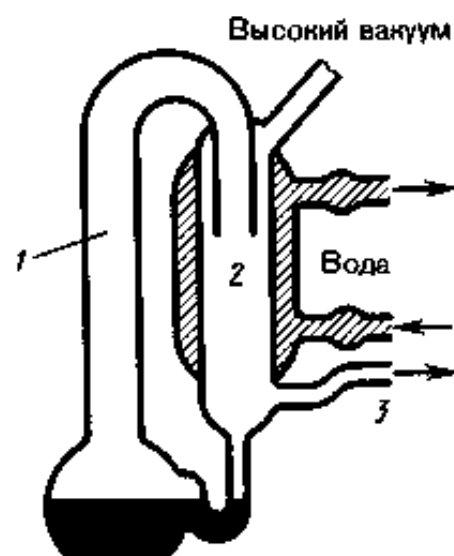
Вопросы создания вакуума имеют большое значение в технике, так как, например, во многих современных электронных приборах используются электронные пучки, формирование которых возможно лишь в условиях вакуума. Для получения различных степеней разрежения применяются **вакуумные насосы**. В настоящее время применяются вакуумные насосы, позволяющие получить предварительное разрежение (форвакуум) до $\approx 0,1$ Па, а также вакуумные насосы и лабораторные приспособления, позволяющие получить давление до $10 \text{ мкПа} \div 1,0 \text{ пПа}$.

Принцип работы форвакуумного насоса представлен на рисунке. Внутри цилиндрической полости корпуса вращается эксцентрично насаженный цилиндр. Две лопасти 1 и $1'$, вставленные в разрез цилиндра и раздвигаемые пружиной 2 , разделяют пространство между цилиндром и стенкой полости на две части. Газ из откачиваемого сосуда поступает в область



3 , по мере поворачивания цилиндра лопасть 1 отходит, пространство 3 увеличивается и газ засасывается через трубку 4 . При дальнейшем вращении лопасть $1'$ отключает пространство 3 от трубки 4 и начинает вытеснять газ через клапан 5 наружу. Весь процесс непрерывно повторяется.

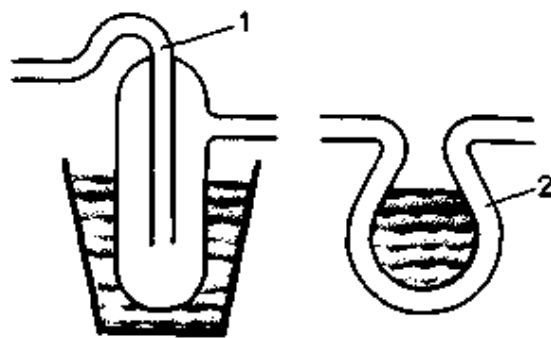
Для получения высокого вакуума применяются **диффузионные насосы** (рабочее вещество – ртуть или масло), которые не способны откачивать газ из сосудов, начиная с атмосферного давления, но способны создавать добавочную разность давлений, поэтому их употребляют вместе с форвакуумными насосами. Рассмотрим схему действия диффузионного насоса, представленного на рисунке.



В колбе ртуть нагревается, пары ртути, поднимаясь по трубке 1 , вырываются из сопла 2 с большой скоростью, увлекая за собой молекулы газа из откачиваемого сосуда (в нем создан предварительный вакуум). Эти пары, попадая затем в «водяную рубашку», конденсируются и стекают обратно в резервуар, а захваченный газ выходит в пространство (через трубку 3), в котором уже создан форвакуум. Если применять многоступенчатые насосы (несколько сопел расположены последовательно), то реально при хороших уплотнениях можно с помощью них получить разрежение до 10 мкПа.

Для дальнейшего понижения давления применяются так называемые «ловушки». Между диффузионным насосом и откачиваемым объектом располагают специально изогнутое колено (1 или 2) соединительной трубки (ловушку), которую охлаждают жидким азотом, как показано на рисунке. При такой температуре

пары ртути (масла) вымораживаются и давление в откачиваемом сосуде понижается приблизительно на $1\div 2$ порядка. Описанные ловушки называют **охлаждаемыми**; можно применять также **неохлаждаемые ловушки**. Специальное рабочее вещество (например,



алюмогель) помещают в один из отростков соединительной трубки вблизи откачиваемого объекта, которое поддерживается при температуре 300°C . При достижении высокого вакуума алюмогель охлаждается до комнатной температуры, при которой он начинает поглощать имеющиеся в системе пары. Преимущество этих ловушек состоит в том, что с их помощью в откачиваемых объектах можно поддерживать высокий вакуум уже после непосредственной откачки в течение даже нескольких суток.

Остановимся на некоторых свойствах ультраразреженных газов. Так как в состоянии ультраразрежения молекулы практически друг с другом не сталкиваются, то газ в этом состоянии не обладает внутренним трением. Отсутствие соударений между молекулами разреженного газа отражается также на механизме теплопроводности. Если при обычных давлениях перенос энергии молекулами производится «эстафетой», то при ультраразрежении каждая молекула сама должна перенести энергию от одной стенки сосуда к другой. Явление уменьшения теплопроводности вакуума при понижении давления используется на практике для создания тепловой изоляции. Например, для уменьшения теплообмена между телом и окружающей средой тело помещают в сосуд Дьюара, имеющий двойные стенки, между которыми находится разреженный воздух, теплопроводность которого очень мала.