при неизменном объеме c_v, средней скоростью поступательного движения молекул $\bar{u}$ и средним пробегом λ.

Средняя длина пробега λ, как было показано выше, пропорциональна удельному объему газа, т е обратно пропорциональна плотности газа ρ. Стало быть, по формуле (15) *коэффициент теплопроводности газа* (в известных пределах) *не зависит от плотности.* Средняя скорость возрастает пропорционально корню квадратному из температуры; теплоемкость газа фактически тоже возрастает с температурой; следовательно, по формуле (15) *коэффициент теплопроводности газа должен увеличиваться несколько быстрее корня квадратного из абсолютной температуры.* Опыт в общем подтверждает эти выводы теории.

Коэффициенты теплопроводности газов при 0° С в ***кал/см·сек·град***

Водород	$38{,}1\cdot10^{-5}$	Окись углерода	$5{,}15\cdot10^{-5}$
Кислород	$5{,}55\cdot10^{-5}$	Воздух	$5{,}33\cdot10^{-5}$
Азот	$5{,}45\cdot10^{-5}$	Пары воды при 100° С	$5{,}20\cdot10^{-5}$
Углекислота	$3{,}28\cdot10^{-5}$		

§ 94. Молекулярная теория вязкости газов

Представим себе плоскость («плоскость скольжения») XY (рис 195), проведенную внутри движущегося газа таким образом, чтобы части газа, находящиеся одна выше, а другая ниже этой плоскости двигались параллельно этой последней, в одном и том же направлении, но с разными скоростями; положим, верхняя часть движется быстрее нижней ($v_1 > v_2$). В таком случае молекулы верхней части в среднем будут обладать бо́льшим количеством движения, чем молекулы нижней части. В результате хаотического движения молекул некоторое число их проникает в течение 1 сек через плоскость XY снизу вверх и такое же число молекул проникает за то же время из верхней части газа в нижнюю часть Вследствие этого общее количество движения верхней части газа несколько уменьшится в течение 1 сек., а общее количество движения нижней части на такую же величину увеличится Изменение количества движения тела за единицу времени равняется силе действующей на это тело. Мы видим, что обе рассматриваемые части газа действуют друг на друга равными и противоположно направленными силами, лежащими в плоскости скольжения XY; силы, действующие на нижнюю часть газа, ускоряют эту часть — они направлены вдоль скорости

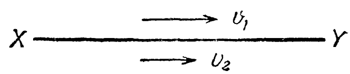

Рис. 195.

v_2; силы, действующие на верхнюю часть газа, замедляют эту часть, так как они направлены противоположно скорости v_1. Мы имеем здесь не что иное, как силы внутреннего трения; причиной возникновения этих сил служит перенос количества движения молекулами, пролетающими сквозь плоскость скольжения XY.

Выведем выражение для коэффициента вязкости газа. В газе, движущемся так, как это представлено на рис. 195, возьмем какую-нибудь плоскость скольжения XY (рис. 196), по обе стороны ее проведем две параллельные ей плоскости A и B, отстоящие от XY на среднюю длину молекулярного пробега λ.

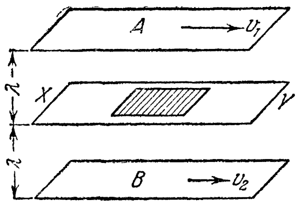

Рис 196 К выводу выражения для коэффициента вязкости газа.

Пусть поблизости от плоскости A скорость, с которой движется газ, равна v_1, близ плоскости же B скорость газа пусть равна v_2, причем для определенности положим, что $v_1 > v_2$. Таким образом, градиент скорости в пространстве будет $\frac{(v_1 - v_2)}{2\lambda}$. Близ плоскости XY скорость газа будет $\frac{1}{2}(v_1 + v_2)$.

На плоскости XY выделим площадку $S = 1$ *см*^{2} и, применяя прием Джоуля (поясненный в начале предыдущего параграфа) сначала к пространству AXY, а затем к пространству BXY, подсчитаем количества движения, переносимые молекулами через площадку S за 1 сек Молекулярный поток, движущийся в пространстве AXY через площадку S (сверху вниз), проносит ежесекундно массу $\frac{1}{6}\rho\bar{u}$, имеющую количество движения $\frac{1}{6}\rho\bar{u}v_1$, а поток, идущий снизу вверх, за то же время проносит такую же массу с количеством движения $\frac{1}{6}\rho\bar{u}\frac{1}{2}(v_1 + v_2)$. В итоге верхняя часть газа теряет (за 1 сек. на площадке 1 *см*^{2}) количество движения, равное

$$\frac{\rho\bar{u}}{6}\left(v_1 - \frac{v_1 + v_2}{2}\right) = \frac{\rho\bar{u}}{6} \cdot \frac{v_1 - v_2}{2}.$$

Это выражение дает и величину силы, замедляющей движение верхней части газа, рассчитанную на 1 *см*^{2}; по закону противодействия такая же сила будет действовать на нижнюю часть газа, ускоряя движение последней. Проведя аналогичный подсчет для пространства BXY, найдем, что движение молекулярных потоков в этом пространстве приводит к возникновению еще двух таких же сил. В общем на верхнюю часть газа будет действовать сила, равная $F = \frac{1}{6}\rho\bar{u}(v_1 - v_2)$ на каждом квадратном сантиметре; такая же сила будет действовать на нижнюю часть газа в противоположном направлении. Сопоставляя это выражение для F с ньютоновым уравнением для вязкости (§ 51), получаем:

$$F = \frac{1}{6}\rho\bar{u}(v_1 - v_2) = \eta \cdot 1 \cdot \frac{v_1 - v_2}{2\lambda},$$

откуда

$$\eta = \frac{1}{3}\rho\bar{u}\lambda. \tag{16}$$

Как уже упоминалось, произведение $\rho\lambda$ не зависит от плотности газа; средняя скорость $\bar{u}$ молекул также не зависит от плотности газа. Следовательно, по формуле (16) и *коэффициент вязкости* η *не зависит от плотности газа* (закон Максвелла).

Одним из проявлений вязкости газов является, например, то обстоятельство, что колебания маятника, качающегося в воздушной среде, мало-помалу замирают. Бойль делал опыты над маятником, помещая его в воздушную среду различной плотности, и нашел, что остановка наступает всегда спустя одно и то же время. Этот результат вполне согласуется с законом Максвелла.

Измерение коэффициента вязкости газов при различных давлениях показывает, что при уменьшении давления в несколько сот раз коэффициент вязкости изменяется у газов не более, чем на несколько процентов. Например, при $p = 1$ *ат* коэффициент вязкости углекислоты $\eta = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ *г/см·сек*, а при $p = 0{,}001$ *ат* $\eta = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$ *г/см·сек*.

Уменьшение давления воздуха от нормального в 500 раз вызывает уменьшение коэффициента вязкости воздуха всего лишь на 4%.

Независимость η от плотности газа легко понять из рис. 196. Если газ будет разрежен вдвое, то λ вдвое увеличится, стало быть, и объем пространств AXY и BXY вдвое увеличится. Но число молекул в единице объема вдвое уменьшится, а значит, число молекул в пространстве AB, переносящих количество движения через плоскость XY, не изменится. Это рассуждение остается, однако, в силе до тех пор, пока пределы пространства AB не достигнут стенок оболочки, заключающей газ. Когда этот момент наступит, то при дальнейшем разрежении газа λ уже не будет увеличиваться, значит, η будет убывать.

К газам, чересчур уплотненным (а также к жидкостям), изложенная теория не может быть применена, так как понятие о свободном пробеге здесь не имеет места.

Итак, в газах, не слишком разреженных и не слишком плотных, η зависит только от температуры и от размера молекул. Какой характер имеет температурная зависимость? В выражении $\eta = \frac{1}{3}\rho\bar{u}\lambda$ множитель $\bar{u}$ возрастает с температурой, как $\sqrt{T}$; множитель $\rho\lambda$, как видно из формулы (24) § 89, возрастает с уменьшением диаметра молекулы, а следовательно, с повышением температуры. В итоге *коэффициент вязкости газов возрастает с температурой несколько быстрее, чем* $\sqrt{T}$.

(У жидкостей, напротив того, η с температурой быстро убывает — примерно как $\frac{1}{T^3}$, или даже быстрее. Из этого можно сделать вывод, что молекулярный механизм внутреннего трения в жидкостях иной, чем в газах.)

Насколько точна определяемая теоретической формулой $\eta = \frac{1}{3}\rho\bar{u}\lambda$ зависимость коэффициента вязкости от температуры, видно из таблицы, где измеренные значения η для воздуха сопоставлены с вычисленными:

t° C	$\eta_{изм}\cdot 10^5$	$\eta_{выч}\cdot 10^5$
—21	16,4	16,2
+15	18,1	18,1
99	22,0	22,0
182	25,6	25,5
302	29,9	29,9

§ 95. Сопоставление явлений диффузии, теплопроводности и вязкости газов

Мы видели, что в газах явления диффузии, вязкости и теплопроводности имеют немало общего. Во-первых, все эти явления обусловливаются переносом той или иной величины: явления диффузии — переносом массы, явления теплопроводности — переносом энергии,

Сопоставление явлений переноса в газах

Явление	Переносимая величина	Уравнение переноса	Формула коэффициента
Диффузия	Масса	$\delta m = D\frac{dc}{dl}dS\,dt$	$D = \frac{1}{3}\bar{u}\lambda$
Теплопроводность	Энергия в форме тепла	$\delta Q = k\frac{dT}{dl}dS\,dt$	$k = \frac{1}{3}\rho\bar{u}c_v\lambda$
Внутреннее трение	Количество движения	$\delta P = \eta\frac{dv}{dl}dS\,dt$ $\left(F = \eta\frac{dv}{dl}dS\right)$	$\eta = \frac{1}{3}\rho\bar{u}\lambda$

явления вязкости — переносом количества движения. Во-вторых, все эти явления сопровождаются рассеянием энергии.