для средней энергии единицы объема и (29.9) для теплоемкости этой единицы объема перестают быть справедливыми и должны быть заменены другими. Однако можно показать, что окончательная связь (29.10) между теплопроводностью и теплоемкостью газа остается справедливой и для многоатомных газов; это подтверждается и опытом.

В соответствии с (25.14) длина свободного пробега l обратно пропорциональна концентрации молекул n, а диаметры молекул для различных газов имеют близкий порядок $d = (2—3)\cdot 10^{-10}$ м. Поэтому теплопроводности различных газов примерно пропорциональны средним скоростям $\bar{c}$, т.е. обратно пропорциональны корням квадратным из их молекулярных весов, и наивысшая теплопроводность — у водорода.

§ 30. Коэффициенты переноса и их зависимость от давления

Сопоставим полученные в предыдущих параграфах выражения для законов:

диффузии

$$J = -D\frac{\Delta n}{\Delta x}, \tag{30.1}$$

внутреннего трения

$$f_{\text{тр}} = -\eta\frac{\Delta v}{\Delta x} \tag{30.2}$$

и теплопроводности

$$q = -\lambda\frac{\Delta T}{\Delta x}. \tag{30.3}$$

Все эти законы были установлены на опыте задолго до их обоснования и вывода из молекулярно-кинетической теории.

Последняя позволила установить, что внешнее сходство математических выражений этих законов обусловлено общностью лежащего в основе явлений диффузии, теплопроводности и внутреннего трения молекулярного механизма перемешивания молекул в процессе их хаотического движения и столкновений друг с другом.

Однако к концу XIX века, несмотря на блестящие успехи молекулярно-кинетической теории в объяснении целого ряда явлений, как уже указывалось, ей еще недоставало твердой опоры — прямых экспериментальных доказательств существования атомов и молекул. Это обстоятельство давало возможность идеалистической школе Маха и Оствальда оспаривать правомочность выводов молекулярно-кинетической теории. С точки зрения этой идеалистической школы сходство законов (30.1) — (30.3) вызвано не объективными причинами, а субъективными — удобством и математической простотой описания связи между нашими ощущениями.

Если бы это действительно было так, то коэффициенты пропорциональности в законах (30.1) — (30.3) были бы произвольными и не связанными между собой. В противоположность этому из кинетической теории вытекает однозначная связь между ними, обусловленная единством внутреннего объективного механизма явлений.

Сопоставим выведенные нами в предыдущих параграфах выражения для коэффициентов:

диффузии

$$D = \frac{1}{3} l\bar{c}, \tag{30.4}$$

внутреннего трения

$$\eta = \frac{1}{3} l\bar{c}nm \tag{30.5}$$

и теплопроводности

$$\lambda = \frac{1}{3} l\bar{c}\rho C_{\text{уд}}. \tag{30.6}$$

Здесь m — масса отдельной молекулы, а n — число молекул в единице объема. Следовательно, их произведение $nm = \rho$ есть плотность газа, и из (30.4) и (30.5) вытекает:

$$\eta = D\rho. \tag{30.7}$$

Из (30.4) и (30.6) следует второе соотношение

$$\lambda = D\rho C_{\text{уд}}, \tag{30.8}$$

также связывающее непосредственно наблюдаемые на опыте величины.

Эти выводы молекулярно-кинетической теории хорошо оправдываются на опыте и подтверждают ее положение об общности молекулярного механизма, лежащего в основе явлений диффузии, теплопроводности и внутреннего трения.

Учет более тонких эффектов, связанных с тем, что произведения средних величин не точно равны средним значениям произведений, еще более улучшает совпадение количественных предсказаний с опытом.

Из анализа соотношений (30.4) — (30.8) вытекает также целый ряд теоретически и практически важных выводов. Остановимся лишь на зависимости коэффициентов переноса (30.4) — (30.6) от давления.

Так как средняя скорость молекул $\bar{c}$ пропорциональна $\sqrt{T}$ (см. § 20) и не зависит от давления, то $D \sim l$, и зависимость коэффициента диффузии от давления должна быть подобна зависимости l от p, рассмотренной в § 26 и изображенной на рис. 2.30:

$$\left.\begin{array}{l} \text{при обычных давлениях } D \sim \dfrac{1}{p}, \\ \text{в области вакуума } D = \text{const}. \end{array}\right\} \tag{30.9}$$

То, что коэффициент диффузии при обычных давлениях обратно пропорционален давлению, вполне естественно. С ростом давления уменьшается длина свободного пробега молекул и затрудняется их диффузия.

При постоянной температуре плотность газа ρ пропорциональна его давлению p. Поэтому из (30.7) следует, что

$$\left.\begin{array}{l}\text{при обычных давлениях } D\sim\dfrac{1}{p},\ \rho\sim p \text{ и } \eta=\text{const},\\ \text{в области вакуума } D=\text{const},\ \rho\sim p \text{ и } \eta\sim p.\end{array}\right\} \tag{30.10}$$

С увеличением давления и плотности газа повышается число молекул, переносящих количество движения из слоя в слой, но зато уменьшается расстояние, на которое оно переносится до столкновений с соседними молекулами. Вследствие этого

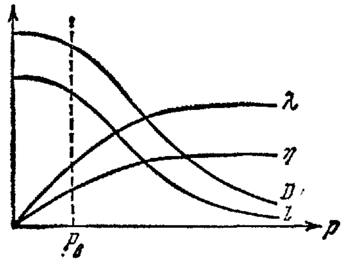

Рис. 2.38.

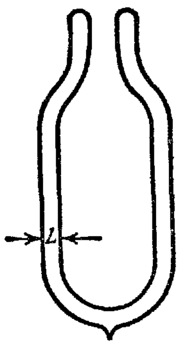

Рис. 2.39.

вязкость газа не должна зависеть от его давления. Этот теоретический вывод показался сомнительным самому получившему его Максвеллу, который убедился в его правильности лишь после экспериментальной проверки. Опыт показал, что даже при тысячекратном изменении давления величина η почти не меняется.

В области вакуума расстояние, на которое переносится импульс молекулами, остается неизменным и равным расстоянию между стенками или движущимися в вакууме телами. При этом вязкость газа пропорциональна числу молекул и с уменьшением давления падает прямо пропорционально последнему.

Поскольку удельная теплоемкость газа $C_{уд}$ — величина постоянная, то теплопроводность газа будет себя вести так же, как и вязкость:

$$\left.\begin{array}{l}\text{при обычных давлениях } \lambda=\text{const},\\ \text{в области вакуума } \lambda\sim p.\end{array}\right\} \tag{30.11}$$

Зависимости (30.9) — (30.11) коэффициентов переноса от давления изображены графически на рис. 2.38. Для сравнения на том же рисунке приведена кривая зависимости l от p, изображенная ранее на рис. 2.30.

Зависимости η и λ от p в области вакуума могут быть использованы для измерения очень низких давлений. В так называемом *манометре Пирани* нить, помещенная в вакуум, накаливается электрическим током. При этом, чем ниже давление, тем меньше теплопроводность газа, тем слабее охлаждается нить и выше ее температура. Проградуировав температуру нити при разных давлениях, можно таким образом, измеряя температуру нити, определить давление газа.

В термосах и сосудах Дьюара делают двойные стенки и из пространства между ними откачивают воздух (рис. 2.39). Если откачать воздух лишь до давлений $p > p_в$, то согласно (30.11) теплопроводность воздуха останется той же, как и при атмосферном давлении. И только при $p \ll p_в$ (глубокий вакуум) теплопроводность воздуха между стенками начинает падать и он становится хорошим теплоизолятором.