при прохождении через змеевик газ отдает тепло воде калориметра. Обычно при прохождении через змеевик газ успевает охладиться и принять температуру воды в калориметре. Через змеевик можно пропустить большую массу газа и заметно нагреть воду в калориметре. Благодаря этому отпадает отмеченная выше трудность, встречающаяся при прямых измерениях теплоемкости C_V. По повышению температуры воды в калориметре можно определить количество тепла, полученное калориметром. Обозначим это количество тепла Q. Эта же величина, взятая с противоположным знаком, дает количество тепла, полученное газом, прошедшим через змеевик. Для упрощения расчета предположим, что через змеевик прошел один моль газа. Считая газ идеальным, вычислим работу A, совершенную им. Она равна $A = P_2V_2 - P_1V_1 = R(T_2 - T_1)$. Приращение внутренней энергии газа $U_2 - U_1 = C_V(T_2 - T_1)$. Подставляя эти величины в уравнение $-Q = U_2 - U_1 + A$, получим

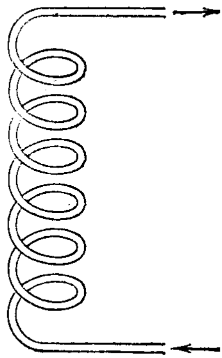

Рис. 21.

$$Q = (C_V + R)(T_1 - T_2),$$

или на основании уравнения Роберта Майера (24.1)

$$Q = C_P(T_1 - T_2).$$

Отсюда легко вычислить искомую теплоемкость C_P.

§ 25. Уравнение Бернулли

1. Уравнение Бернулли было выведено в § 94 первого тома нашего курса. Однако там мы могли рассмотреть движение только несжимаемых жидкостей. Исследование движений сжимаемых жидкостей и газов существенно опирается на законы термодинамики. Поэтому мы дополним материал первого тома термодинамическими соображениями.

Уравнение Бернулли относится к ламинарному стационарному течению идеальной жидкости. Жидкость понимается здесь в обобщенном смысле — газ считается частным случаем сжимаемой жидкости. Идеальность жидкости понимается в *гидродинамическом смысле*. Это значит, что, каково бы ни было движение жидкости, в ней никогда не возникают тангенциальные силы внутреннего трения; взаимодействие между соприкасающимися элементами жидкости осуществляется исключительно с помощью нормальных сил давления. Кроме того, мы совершенно пренебрежем теплообменом между различными частями жидкости, считая его малым. По отношению к любой движущейся части жидкости окружающая жидкость играет роль адиабатической оболочки. Наше исследование относится поэтому к *адиабатическому ламинарному течению идеальной сжимаемой жидкости*.

2. Движущаяся жидкость, конечно, не является равновесной термодинамической системой. Однако, если скорость макроскопического движения жидкости не очень быстро меняется в пространстве и во времени, то жидкость можно мысленно разбить на достаточно малые макроскопические части, каждая из которых, как целое, движется с определенной макроскопической скоростью v и внутреннее состояние которой может быть охарактеризовано теми же параметрами, что и в состоянии термодинамического равновесия, — температурой, давлением и плотностью. Эти параметры связаны между собой уравнением состояния $f(T, P, \rho) = 0$. Кроме того, между ними существует дополнительная связь, выражающая адиабатичность течения. В случае идеального газа, например, эта связь выражается соотношением (21.2) или при постоянном γ — соотношением $P = \text{const}\ \rho^\gamma$. В других случаях условие адиабатичности течения не может быть записано в столь простой форме. Но во всех случаях при адиабатическом течении, ввиду наличия уравнения состояния, из трех параметров T, P, ρ независимым остается только один, например плотность.

3. Уравнение Бернулли утверждает, что при стационарном ламинарном течении идеальной жидкости величина $\varepsilon + P/\rho$ остается постоянной вдоль линии тока:

$$\varepsilon + \frac{P}{\rho} = \text{const}. \tag{25.1}$$

Нет необходимости повторять вывод этого уравнения, так как в первом томе оно было получено без использования предположения о постоянстве плотности ρ. Единственное, что нужно сделать здесь, — это раскрыть смысл полной энергии ε, учитывая при этом сжимаемость жидкости. Величина ε есть полная энергия единицы массы жидкости. Она слагается из трех частей: кинетической энергии $v^2/2$ макроскопического движения, потенциальной энергии φ во внешнем силовом поле и внутренней энергии u. Если внешним полем является однородное поле тяжести, то $\varphi = gh$, где h — высота, отсчитываемая от некоторого произвольного уровня. В этом случае уравнение (25.1) принимает вид

$$u + \frac{P}{\rho} + gh + \frac{v^2}{2} = \text{const}, \tag{25.2}$$

т. е. величина, стоящая слева, постоянна вдоль линии тока.

Величина $1/\rho$ равна удельному объему жидкости, а потому $u + P/\rho$ есть *удельная энтальпия*, т. е. энтальпия единицы массы жидкости. Обозначая ее буквой i, можно записать уравнение Бернулли в форме

$$i+gh+\frac{v^2}{2}=\mathrm{const}. \tag{25.3}$$

Если течение происходит в горизонтальном направлении, то величина gh остается постоянной. В этих случаях

$$i+\frac{v^2}{2}=\mathrm{const}. \tag{25.4}$$

При больших скоростях v соотношением (25.4) можно пользоваться и тогда, когда течение не горизонтально, так как в этих случаях изменениями потенциальной энергии gh с высотой можно пренебречь. Иными словами, можно полностью отвлечься от наличия силы тяжести. Именно с такими случаями мы и будем иметь дело в дальнейшем.

При медленных течениях можно пренебречь кинетической энергией. Тогда

$$i=\mathrm{const}, \tag{25.5}$$

т. е. энтальпия вдоль линии тока остается постоянной. Этот результат был получен также при рассмотрении опыта Джоуля — Томсона.

4. Технически эффект Джоуля — Томсона может быть осуществлен без использования пробки. Газ, находящийся под высоким давлением (порядка сотен атмосфер), заставляют перетекать в пространство с низким давлением (порядка атмосферного) через вентиль или узкое отверстие. Такой процесс называется *дросселированием газа*. Он аналогичен течению газа по широкой трубе, в которой имеется очень узкое отверстие, за которым труба неограниченно расширяется. В этом случае к начальному и конечному состояниям газа также применимо соотношение (25.5). Действительно, применим уравнение Бернулли (25.4) к линии тока, начало и конец которой находятся перед и за узким отверстием, через которое протекает газ. Выберем эти точки в широких участках трубы, где скорость течения очень мала. Тогда в уравнении (25.4) кинетической энергией можно полностью пренебречь, и мы снова приходим к соотношению (25.5). Таким образом, процесс Джоуля — Томсона, независимо от того, осуществляется ли он продавливанием газа через пористую пробку или путем дросселирования через вентиль, может быть охарактеризован как такой процесс, при котором энтальпия газа в начальном и конечном состояниях одна и та же.

§ 26. Скорость истечения газа из отверстия

1. Вычислим скорость истечения сжатого газа из баллона через малое отверстие или сопло (рис. 22). Считая течение ламинарным и установившимся, возьмем произвольную линию тока, один конец