

средой энергией в форме работы. Примером такой системы является газ, заключенный в абсолютно жесткий сосуд постоянного объема.

Термодинамическую систему называют **изолированной в тепловом отношении (адиабатически изолированной)**, если отсутствует теплообмен между ней и внешней средой. Для осуществления адиабатической изоляции системы ее нужно окружить теплонепроницаемой оболочкой (например, поместить в сосуд Дьюара). Систему можно также считать адиабатически изолированной, если изменение ее состояния в рассматриваемом процессе происходит столь быстро, что за время протекания всего процесса теплообмен практически не успевает совершаться.

Наконец, термодинамическую систему называют **замкнутой, или изолированной**, если отсутствует всякий обмен энергией между ней и внешней средой. Для таких систем справедлив **закон сохранения энергии: полная энергия замкнутой системы остается неизменной при любых процессах, происходящих в этой системе.**

7. В заключение следует сказать, что помимо работы и теплообмена существует еще один способ изменения энергии системы — путем **м а с с о о б м е н а** с внешней средой, т. е. путем изменения количества вещества, содержащегося в системе. Систему называют **закрытой**, если она изолирована таким образом, что между ней и внешней средой не может происходить обмен веществом. В противном случае систему называют **открытой**. Таким образом, термодинамическую систему можно считать замкнутой, если она не только изолирована в механическом и тепловом отношениях, но также является еще и закрытой. В дальнейшем мы будем рассматривать только закрытые системы, химический состав и масса которых сохраняются неизменными во всех термодинамических процессах.

### § 10.3. Первый закон термодинамики

1. Из закона сохранения энергии следует, что при переходе термодинамической системы из какого-либо начального состояния  $1$  в другое состояние  $2$  изменение внутренней энергии системы<sup>1</sup>  $\Delta U_{1-2} = U_2 - U_1$  должно быть равно сумме работы  $A'_{1-2}$ , совершаемой над системой внешними силами, и количества теплоты  $Q_{1-2}$ , сообщаемого системе:

$$\Delta U_{1-2} = A'_{1-2} + Q_{1-2}. \quad (10.2')$$

Работа  $A_{1-2}$ , совершаемая системой против внешних сил в том же процессе перехода из состояния  $1$  в состояние  $2$ , численно равна и противоположна по знаку работе внешних сил:  $A_{1-2} = -A'_{1-2}$ . Поэтому

$$Q_{1-2} = \Delta U_{1-2} + A_{1-2}. \quad (10.3)$$

Это уравнение является математической записью **первого закона термодинамики**, который можно сформулировать следующим образом:

---

<sup>1</sup> Напомним, что мы рассматриваем только закрытые, макроскопически неподвижные системы, не находящиеся во внешнем гравитационном, электрическом или магнитном поле.

теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение внутренней энергии системы и на совершение системой работы против внешних сил.

2. Выражение (10.3) удобнее записывать для малого изменения состояния системы, вызванного сообщением ей малого количества теплоты  $\delta Q$  и совершением системой элементарной работы  $\delta A$ :

$$\delta Q = dU + \delta A. \quad (10.4)$$

Различие в записи малого приращения внутренней энергии  $dU$  и элементарного количества теплоты  $\delta Q$ , а также элементарной работы  $\delta A$  ( $\delta$  вместо  $d$ ) имеет глубокий физический смысл. В § 10.1 мы отмечали, что внутренняя энергия системы является однозначной функцией ее состояния. Следовательно, при совершении системой любого процесса, в результате которого она вновь возвращается в исходное состояние, полное изменение ее внутренней энергии равно нулю. Математически это записывается в виде тождества:

$$\oint dU \equiv 0,$$

которое является необходимым и достаточным условием для того, чтобы выражение  $dU$  представляло собой так называемый полный дифференциал. В следующем параграфе мы покажем, что работа и теплота таким свойством не обладают. Поэтому  $\delta Q$  и  $\delta A$  не являются полными дифференциалами.

3. Нужно иметь в виду, что величины  $\delta Q$  и  $\delta A$ , подобно  $dU$ , могут быть как положительными, так и отрицательными. В частности,  $\delta Q$  или  $\delta A$  могут равняться нулю. Например для адиабатически изолированной системы  $\delta Q = 0$ . Если при теплообмене с внешней средой система получает от нее энергию, то  $\delta Q > 0$ , если же система отдает энергию внешней среде, то  $\delta Q < 0$ . В первом случае говорят, что теплота подводится к системе, а во втором — отводится от системы. В конечном процессе перехода системы из состояния 1 в состояние 2 теплота на одних участках процесса может подводиться к системе, а на других — отводиться от нее. Поэтому общее количество теплоты  $Q_{1-2}$ , сообщаемой системе в процессе 1—2, равно алгебраической сумме теплот  $\delta Q$ , сообщаемых системе на всех малых участках процесса 1—2:

$$Q_{1-2} = \int_1^2 \delta Q.$$

Если при малом изменении состояния системы она отдает внешней среде энергию в форме работы, то  $\delta A > 0$ . Если же система, наоборот, получает энергию от внешней среды в форме работы, то  $\delta A < 0$ . В этом случае положительную работу над системой производят внешние силы. Работа  $A_{1-2}$ , совершаемая системой в конечном процессе 1—2 изменения ее состояния, равна алгебраической сумме работ  $\delta A$ ,

совершаемых системой на всех малых участках процесса 1—2:

$$A_{1-2} = \int_1^2 \delta A.$$

4. Выражение для работы, совершаемой простой системой при изменении ее объема, проще всего получить на примере расширения (или сжатия) газа. Пусть газ заключен в цилиндр с подвижным, невесомым поршнем площадью  $S$  (рис. 10.1). Обозначим через  $p_{\text{внеш}}$  давление, производимое на поршень и газ внешней средой. Тогда сила, с которой внешняя среда действует на поршень,  $F_{\text{внеш}} = p_{\text{внеш}} \cdot S$ . При перемещении поршня вверх на малое расстояние  $dx$  газ совершает над внешней средой («против внешнего давления») элементарную работу

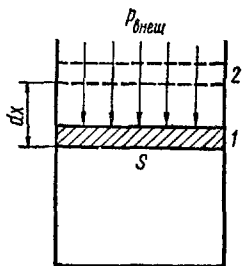


Рис. 10.1.

$$\delta A = F_{\text{внеш}} \cdot dx = p_{\text{внеш}} \cdot dV, \quad (10.5)$$

где  $dV = S \cdot dx$  — изменение объема газа. Если процесс изменения объема газа — квазистатический, то в каждый момент времени газ находится в состоянии термодинамического равновесия, а его давление  $p = p_{\text{внеш}}$ . Поэтому элементарная работа газа в квазистатическом (равновесном) процессе

$$\delta A = p \cdot dV. \quad (10.5')$$

Давление газа  $p$  всегда положительно. Поэтому при расширении ( $dV > 0$ ) газ совершает положительную работу ( $\delta A > 0$ ). При сжатии газа  $dV < 0$  и  $\delta A < 0$ , т. е. в этом случае положительную работу над газом должны совершать силы внешнего давления. Формула (10.5) справедлива не только для газа или жидкости, но также и для твердого тела при его расширении или сжатии под влиянием внешнего давления, равномерно распределенного по всей поверхности тела.

## § 10.4. Графическое изображение термодинамических процессов и работы

1. Для изучения и сравнения различных термодинамических процессов их удобно изображать графически. Зная уравнение состояния данного термодинамического тела и решив его относительно  $T$ , можно любой паре значений  $p$  и  $V$  сопоставить определенное значение третьего параметра состояния — температуры  $T$ . Поэтому для графического описания процесса достаточно указать, как изменятся при этом два параметра, например, давление и объем тела.

В двумерной системе координат, осями которой служат давление и объем, зависимость  $p$  от  $V$  в процессе изображается некоторой кривой (рис. 10.2). Точки  $C_1(p_1, V_1)$  и  $C_2(p_2, V_2)$  характеризуют начальное и конечное состояния тела, а кривая изображает рассматриваемый термодинамический процесс.