1. Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики - это закон сохранения энергии при ее превращениях в макросистемах, состоящих из большого количества частиц.

Пусть термодинамическая система получает извне некоторое количество теплоты dQ. Вследствие этого собственная энергия системы увеличивается на величину dE и при этом сможет совершить над внешними телами, преодолевая сопротивление каких-то внешних сил, работу $dL_{вн}$. Так как увеличение собственной энергии и совершение внешней работы осуществляются за счет сообщенной системе теплоты dQ, то на основании закона сохранения энергии должно существовать равенство

$$dQ = dE + dL_{вн}. \tag{2.1}$$

Уравнение (2.1) представляет собой общую математическую формулировку первого закона термодинамики. Из того обстоятельства, что в выражение первого закона термодинамики входит теплота dQ, не следует заключать, что это есть формулировка лишь частного случая закона сохранения энергии применительно только к тепловым явлениям. Наоборот, эта формулировка является чрезвычайно широкой, т.к. dE представляет собой изменение какого угодно вида энергии (механической, электромагнитной, химической и т.д.), а $dL_{вн}$ - есть выражение работы в самом общем виде.

Рассмотрим более подробно возможные затраты тепла, воспринятого системой в любом произвольном термодинамическом процессе в самом общем случае. Тепло, воспринятое ТРТ, может пойти:

1. На изменение движения молекул тела и связанную с этим движением внутреннюю кинетическую энергию тела $U_{кин}$.

2. На увеличение расстояний между положениями равновесия молекул. Так как у реальных веществ (в том числе и у реальных газов) между молекулами действуют силы взаимного притяжения, то увеличение расстояния между средними положениями молекул связано с производством некоторой работы, которую иногда называют работой дисгрегации

(разъединения), идущей на изменение внутренней потенциальной энергии тела $U_{пот}$.

3. На увеличение видимого движения всей массы рабочего тела и перемещение его центра инерции над некоторым условным уровнем, т.е. часть воспринятого тепла может пойти на изменение собственной внешней кинетической и собственной внешней потенциальной энергии тела. Подсчет этих энергий производится по обычным соотношениям механики. Внешняя кинетическая энергия рабочего тела $\frac{mW^2}{2}$, Дж; изменение внешней кинетической энергии рабочего тела $d\left(\frac{mW^2}{2}\right)$; внешняя потенциальная энергия тела $gm \cdot h$, Дж; изменение внешней потенциальной энергии тела $d(gm \cdot h)$.

Здесь m - масса рабочего тела, кг; W - скорость движения рабочего тела, м/с; h - перемещение центра инерции ТРТ над условный уровнем, м; g - ускорение свободного падения, м/с^2.

4. На совершение внешней механической работы $L_{вн}$.

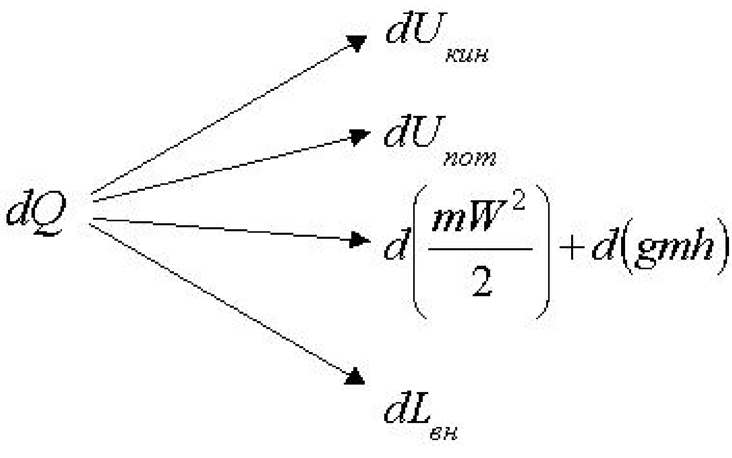

Рис. 2.1

Собственная энергия термодинамической системы может в свою очередь состоять из самых различных видов энергии (внутренней кинетической, внутренней потенциальной, электромагнитной, ядерной, химической, внешней кинетической, внешней потенциальной и т.п.). Для некоторого упрощения будем полагать, что собственная энергия ТРТ состоит из двух составляющих:

1) внутренней энергии тела ($U_{кин}$ и $U_{пот}$):

$$E_{внутр}=U=U_{кин}+U_{пот};\ dE_{внутр}=dU=dU_{кин}+dU_{пот};$$

2) внешней энергии тела:

$$E_{внеш}=E_{\substack{внеш\\кин}}+E_{\substack{внеш\\пот}};\ dE_{внеш}=dE_{\substack{внеш\\кин}}+dE_{\substack{внеш\\пот}}.$$

Следовательно, при принятых предположениях о составляющих собственной энергии тела в самом общем случае термодинамического процесса при сообщении рабочему телу извне некоторого количества тепла dQ согласно балансу энергий может быть получено следующее уравнение:

$$dQ = dU + d\left(\frac{mW^2}{2}\right) + gd(mh) + dL_{вн}. \qquad (2.2)$$

Уравнение (2.2) является основным уравнением первого закона термодинамики и представляет собой частную форму закона сохранения и превращения энергии. Первый закон термодинамики позволяет сбалансировать все энергетические факторы, участвующие в произвольном термодинамическом процессе. Применим общее уравнение первого закона термодинамики к изолированной системе, т.е. будем полагать, что все превращения энергии происходят внутри такой системы, а сама система не получает извне никакой энергии. Источники тепла и аккумулятор механической работы находятся внутри этой системы:

$$dQ - dU - d\left(\frac{mW^2}{2}\right) - gd(mh) - dL_{вн} = 0. \qquad (2.3)$$

Таким образом, применительно к изолированной системе первый закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего положения. Какие бы изменения в изолированной системе не происходили, полный запас энергии такой системы при этом не изменяется. Сумма всех изменений энергии в изолированной системе равна нулю.

Уравнения первого закона термодинамики (2.2) и (2.3) показывают, что появление работы $dL_{вн}$ всегда сопровождается соответствующими затратами других видов энергии. Следовательно, основное уравнение первого закона термодинамики показывает, что невозможно построить машину, единственным результатом действия которой являлось бы только производство или только уничтожение какого-либо вида энергии. Машина, которая производила или уничтожала бы неограниченное количество работы, не совершая других изменений, осуществила бы вечное движение, явилась бы вечным двигателем. В термодинамике такая машина называется Вечный двигатель (*Perpetuum mobile*) первого рода. Поэтому кратко все вышеизложенное по основному содержанию первого закона термодинамики можно резюмировать в виде тезиса: Вечный двигатель первого рода не осуществим.

2. Общие свойства собственной энергии и внутренней энергии

Физическое состояние термодинамической системы, определяется совокупностью параметров состояния (p, υ, T). Если параметры состояния не изменяются, то состояние или собственная энергия (E) системы не изменяется, и, наоборот, при изменении хотя бы одного из параметров собственная энергия системы изменяется.

Таким образом, собственная энергия термодинамической системы есть однозначная непрерывная конечная функция параметров ее состояния

$$E = \phi(p, \upsilon, T) .$$

Изменение собственной энергии тела при изменении состояния тела от точки 1 до точки 2 может быть выражено следующим образом:

$$\int_1^2 dE = E_2 - E_1 ,$$

где E - функция состояния; dE - полный дифференциал.

Внутренняя энергия рабочего тела, как часть собственной энергии, по своему существу является также функцией состояния тела. Если состояние тела не изменяется, то и внутренняя энергия тела не изменяется. Следовательно, для кругового процесса (цикла) $\oint dU = 0$. Для процесса 1-2 (см. рис. 1.4):

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1,$$

где U - функция состояния; dU - полный дифференциал.

Последнее уравнение позволяет сделать следующий вывод: каким бы процессом рабочее тело не переводилось из начального состояния 1 в конечное 2, изменение внутренней энергии тела во всех процессах будет одно и то же, т.к. внутренняя энергия есть функция состояния тела, а начальное и конечное состояния в этих процессах одни и те же. Изменение внутренней энергии ΔU не зависит от пути по которому шел процесс.

3. Выражение для работы расширения

Пусть имеется в цилиндре газ, площадь поршня цилиндра F. Изобразим в pV- координатах процесс расширения этого газа (рис. 2.2).

Пусть в данный момент на поршень действует давление p, определяющее силу, действующую на поршень и равную pF.

Если поршень под действием давления газа в цилиндре переместится на элементарное расстояние dS, то соответственно этому перемещению объем газа изменится на величину $dV=FdS$, при этом элементарная работа расширения dL будет равна $dL=FpdS$ или

$$dL=pdV \tag{2.4}$$

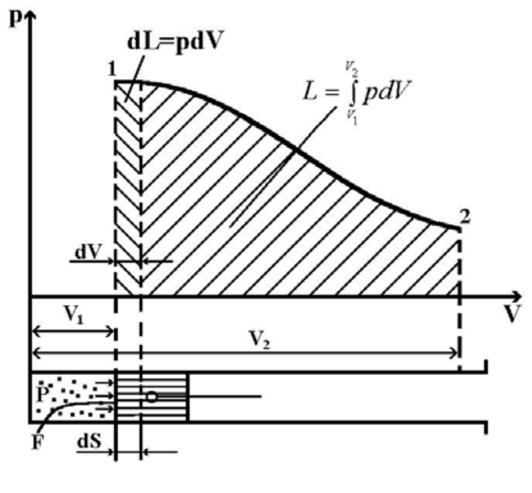

Рис. 2.2

Для конечного участка процесса 1-2 величина работы будет равна

$$L = \int_{V_1}^{V_2} pdV\,. \qquad (2.5)$$

Для 1 кг идеального газа работа расширения будет равна $l = \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} pd\upsilon$. Из полученного выражения работы расширения следует, что величина работы расширения L зависит от характера термодинамического процесса, от пути, по которому шел процесс, где L - функция процесса; dL - неполный дифференциал. Полученное выражение для работы расширения (деформации): $dL=pdV$ показывает, что эта работа будет тем больше, чем большим объемным расширением будет обладать термодинамическое рабочее тело. Наибольшим объемным расширением обладают газы и пары, поэтому они и являются основными термодинамическими рабочими телами в существующих тепловых двигателях.

1.4. Различные выражения основного уравнения первого закона термодинамики в развернутом виде

Для того чтобы получить выражение основного уравнения первого закона термодинамики (2.1) в развернутом виде необходимо получить явный вид выражения для работы против внешних сил сопротивления – $dL_{вн}$. Сущность и величина этой работы могут быть различными в зависимости от характера поля давления, действующего на поверхность термодинамического рабочего тела. Термодинамические процессы могут протекать при условии двух характерных особенностей поля давления, действующего на оболочку производящего работу ТРТ.

1. Оболочка тела, производящего работу, находится под неравномерным полем давления, которое вызывает перемещение самого рабочего тела в пространстве (например, течение жидкостей и газов в закрытых каналах).

2. Оболочка тела находится под действием равномерного поля давления, уравновешенного относительно центра инерции ТРТ (например, неподвижный газ в цилиндре с поршнем).

Наиболее общим случаем является случай течения жидкостей и газов, отвечающий неравномерному полю давления, действующему на оболочку производящего работу тела.

Для вывода первого закона термодинамики (для потока жидкости) применим метод Эйлера.

Будем полагать при этом, что оси координат неподвижны.

Представим себе некоторый поток жидкости, в котором при течении имеют место соответствующие энергетические превращения (рис. 2.3).

Выделим из потока двумя бесконечно близкими и нормальными к потоку сечениями один элемент жидкости и противопоставим его всей остальной массе жидкости.

Пусть этому элементу потока сообщается некоторое количество тепла dQ за время $d\tau$. В этом случае величины dQ и $dL_{вн}$ должны быть отнесены ко всей замкнутой поверхности элемента, образованной частично стенками канала и частично воображаемыми границами между выбранным элементом и простирающейся в обе стороны от него жидкостью.

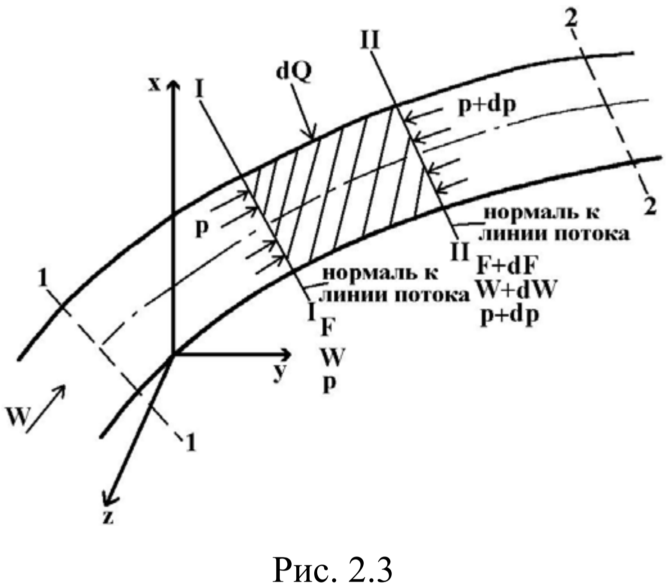

Рис. 2.3

При подобной постановке вопроса спрашивается, какие же возможные работы, составляющие $dL_{вн}$, может совершить выбранный элемент жидкости (газа) под действием воспринятого количества тепла dQ.

Внешняя механическая работа $dL_{вн}$ в общем случае состоит из двух работ:

$$dL_{вн}=dL_{выт}+dL_{тех},$$

где $dL_{выт}$ - работа вытеснения; $dL_{тех}$ - техническая работа.

Рассмотрим обе составляющие. Работа вытеснения $dL_{выт}$ должна производиться в любом сечении потока жидкости, т.к. она и обусловливает собой непрерывное движение ТРТ. Работу вытеснения $dL_{выт}$ можно определить как разность работ, совершенных отбегающим и набегающим столбами жидкости. Силы, действующие на фронтальные поверхности рассматриваемого элемента, направлены по внутренним нормалям и эквивалентны действию отброшенных частей ТРТ. За время $d\tau$, соответствующее бесконечно малому перемещению элемента, набегающий столб жидкости произведет работу

$$dL_{наб}=pFWd\tau.$$

Отбегающий столб жидкости за то же время $d\tau$ произведет работу

$$dL_{отб}=(p+dp)(W+dW)(F+dF)d\tau.$$

Раскрывая скобки в последнем уравнении и пренебрегая слагаемыми третьего и четвертого порядков малости, получаем

$$dL_{отб}=[pFW+d(pFW)]d\tau.$$

Итак,

$$dL_{выт}=dL_{отб}-dL_{наб}.$$

Следовательно, $dL_{выт}=[pFW+d(pFW)]d\tau-pFWd\tau$, отсюда

$$dL_{выт}=d(pFW)d\tau.$$

Произведение $Wd\tau$ представляет собой перемещение ТРТ за время $d\tau$. Площадь F, умноженная на перемещение, равна перемещенному объему V, т.е.

$$dL_{выт}=d(pV)$$

Интегральное значение работы вытеснения на участке потока 1-2:

$$L_{выт} = \int_1^2 dL_{выт} = \int_1^2 d(pV) = p_2V_2 - p_1V_1 = m(p_2\upsilon_2 - p_1\upsilon_1)$$

Величина $L_{выт}$ есть функция состояния, т.к. она целиком определяется начальными и конечными значениями термодинамических параметров состояния. Следовательно, $dL_{выт}$ есть полный дифференциал.

Дифференциал работы вытеснения можно представить в виде суммы двух дифференциалов:

$$dL_{выт}=d(pV)=pdV+Vdp.$$

Первое слагаемое pdV определяет работу расширения рассматриваемого элемента жидкости при его перемещении в случае, если жидкость сжимаема (газы и пары). Эта работа которую перемещающийся элемент жидкости должен совершать в связи со своей деформацией под действием изменяющегося внешнего давления, равномерно распределенного по поверхности.

Второе слагаемое Vdp определяет работу перемещения, производимую элементарным объемом против сил, действующих на выделенный элемент со стороны остального ТРТ и не уравновешенных относительно его центра инерции при его движении в пространстве. Эта работа Vdp идет на изменение кинетической энергии элемента и на преодоление сопротивления трения. Иными словами работа Vdp тратится на преодоление гидромеханических сил, обусловленных направленным движением потока.

Вторая составляющая внешней работы - техническая работа $dL_{тех}$. Она представляет собой возможную работу по перемещению канала с ТРТ в пространстве, создаваемую соответствующими нормальными к стенкам канала силами реакции от движущегося газа к стенкам канала, если стенки не закреплены в пространстве. Например, техническая работа производится при течении газов и паров по каналам, образованными лопатками рабочих колес турбин, в соплах реактивных двигателей и т.п. Величина этой работы будет зависеть от закона перемещения стенок канала в пространстве, который может быть задан произвольным образом. Если стенки канала закреплены (неподвижны), то техническая работа равна нулю. Таким образом, при движении ТРТ в пространстве внешняя механическая работа будет равна

$$dL_{вн}=d(pV)+dL_{тех}.$$

Итак, основное уравнение первого закона термодинамики для стационарного потока ТРТ при отнесении количеств энергии к единице времени имеет следующий вид:

$$dQ = dU + md\left(\frac{W^2}{2}\right) + gmdh + d\left(pV\right) + dL_{тех}. \quad (2.7)$$

В интегральном виде это уравнение для конечного участка потока 1-2 запишется:

$$Q = U_2 - U_1 + m\frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + gm(h_2 - h_1) + \left(p_2V_2 - p_1V_1\right) + L_{тех}.$$

Это уравнение пригодно для исследования термодинамических процессов во всех типах тепловых двигателей, где имеется движение рабочего тела по тракту двигателя (газовые и паровые турбины, все типы реактивных двигателей).

Для m=1кг рабочего тела обозначим q Дж/кг; u Дж/кг; l Дж/кг; υ м^3/кг, тогда общее уравнение первого закона термодинамики для 1 кг рабочего тела примет вид

$$dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(gh) + d\left(p\upsilon\right) + dl_{тех},$$

или в интегральном выражении

$$q = u_2 - u_1 + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + g(h_2 - h_1) + \left(p_2\upsilon_2 - p_1\upsilon_1\right) + l_{тех}.$$

Обычно в существующих тепловых двигателях изменение внешней потенциальной энергии тела весьма невелико, поэтому при термодинамическом исследовании можно полагать, что изменение внешней потенциальной энергии тела равно нулю $gmdh=0$. Тогда уравнение (2.7) примет вид

$$dQ = dU + md\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(pV) + dL_{mex}, \quad (2.8)$$

или

$$dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(p\upsilon) + dl_{mex}.$$

Для случая, когда канал с движущимся рабочим телом неподвижен, $dl_{mex}=0$, тогда

$$dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(p\upsilon). \quad (2.9)$$

Все эти уравнения были получены при анализе превращений энергий в потоке жидкости методом Эйлера при неподвижных осях координат. Получим выражение первого закона термодинамики для случая, когда оси координат движутся вместе с центром инерции выбранного элемента потока. При этом можно наблюдать только за изменением внутренней энергии выбранного элемента движущегося рабочего тела и за работой расширения, которую совершает данный движущийся элемент потока.

Внешнюю же кинетическую энергию, ее изменение при подвижных осях координат обнаружить невозможно. Для перехода к описанию энергетических превращений в потоке жидкости с подвижными координатами воспользуемся уравнением Бернулли, справедливым для любого потока жидкости (без учета трения):

$$-\upsilon dp = d\left(\frac{W^2}{2}\right).$$

Из уравнения (2.9) получим

$$dq=du-\upsilon dp+pd\upsilon+\upsilon dp,$$

отсюда

$$dq=du+pd\upsilon.$$

или $\quad dQ=dU+pdV. \quad (2.10)$

В интегральном виде уравнение запишется для 1 кг ТРТ:

$$q = u_2 - u_1 + \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} p d\upsilon .$$

1.5.Уравнение первого закона термодинамики, выраженное через тепловую функцию – энтальпию

Уравнение первого закона термодинамики для произвольного количества массы ТРТ может быть записано в виде

$$Q = U_2 - U_1 + \int_{V_1}^{V_2} p dV . \quad (2.11)$$

Интегрируя по частям выражение работы расширения, получаем

$$\int_{V_1}^{V_2} p dV = p_2 V_2 - p_1 V_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp .$$

Подставляя полученное значение интеграла работы расширения в уравнение (2.11), получаем

$$Q = U_2 - U_1 + p_2 V_2 - p_1 V_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp$$

или

$$Q = \left(U_2 + p_2 V_2\right) - \left(U_1 + p_1 V_1\right) - \int_{p_1}^{p_2} V dp .$$

Обозначим полученную в скобках сумму через

$$H = U + pV. \qquad (2.12)$$

Полученное выражение представляет собой новую термодинамическую функцию, впервые введенную в исследование термодинамических процессов Гиббсом. Эта функция является функцией состояния и ее дифференциал dH - является полным дифференциалом. Эта функция носит название энтальпии. Тогда с учетом (2.12), получаем:

$$Q = H_2 - H_1 - \int_{p_1}^{p_2} V dp \,.$$

Соответственно для m=1кг ТРТ получим $h=u+p\upsilon$;

$$q = h_2 - h_1 - \int_{p_1}^{p_2} \upsilon dp \,. \qquad (2.13)$$

Дифференциальное выражение уравнения (2.13) будет

$$dq=dh-\upsilon dp;$$

$$dQ=dH-Vdp.$$