

Лекция 6

Глава 5. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

Термодинамикой называется раздел физики, изучающий тепловые (т. е. связанные с энергетическими превращениями) явления без учета молекулярного строения вещества. Конечно, при современном изложении её основ невозможно обойтись без ссылок на дискретную структуру окружающих нас тел, так что мы иногда будем это делать. Основу термодинамики составляют два закона, или начала, термодинамики¹.

§ 5.1. Первое начало термодинамики

Внутренней энергией термодинамической системы (т. е. системы, состоящей из большого количества молекул) называется сумма кинетической энергии *хаотического* движения молекул и потенциальной энергии их *взаимодействия*². Сюда не входит кинетическая энергия движения системы как целого и потенциальная энергия взаимодействия её частиц с другими телами.

С механической точки зрения изменить энергию системы можно, только совершив над ней работу. Для этого нужно приложить к системе какие-либо внешние³ силы и переместить точки их приложения.

Однако, как показывает опыт, внутренняя энергия термодинамической системы может измениться каким-то ещё, «невидимым» способом, когда внешние силы работы над ней не совершают. Способ этот называется теплопередачей, а приведенное утверждение представляет собой первый закон, или начало, термодинамики.

Итак, первое начало, являющееся обобщением громадного количества опытных фактов, утверждает, что *существует, помимо работы, ещё один способ изменения внутренней энергии системы*. Оно не вскрывает механизм этого изменения, а лишь указывает на его возможность. С точки зрения этого начала причин изменения энергии системы две: совершение работы (когда есть макроремещения точек приложения сил) и все ос-

¹Существует еще третье начало, имеющее более узкую область применения и относящееся к поведению тел вблизи абсолютного нуля.

²Во внутреннюю энергию входит еще и (кинетическая и потенциальная) энергия частиц, из которых состоят молекулы и даже атомы. Однако в тех явлениях, которые мы будем рассматривать (если не оговорено обратное), эта энергия остается постоянной и её можно исключить из рассмотрения.

³Напомним, что внутренние межмолекулярные силы являются потенциальными, а потому их работа не меняет внутренней энергии системы.

тальное (когда таких перемещений нет), называемое передачей теплоты, причем обе эти причины могут действовать одновременно.

Количественно первый закон термодинамики может быть записан в следующем виде:

$$\Delta U = A' + Q, \quad (1)$$

где ΔU — изменение внутренней энергии U системы, A' — работа внешних сил над системой, а Q — количество теплоты, полученное системой. Под количеством теплоты, как это следует из (1), понимается мера изменения внутренней энергии системы без совершения над ней (или ей) работы¹.

Если вместо A' ввести работу системы (против внешних сил) $A = -A'$, то получим другую форму записи первого начала

$$Q = \Delta U + A, \quad (2)$$

т. е. теплота, переданная системе, идет на увеличение её внутренней энергии и совершение ей работы. Единицей теплоты, как это следует из (1) или (2), служит в системе СИ джоуль.

Замечание. Следует иметь в виду, что приведенная выше формулировка I начала термодинамики (а она общепринята) предполагает неизменность механической энергии $E_{\text{мех}}$ системы. В общем случае теплота и работа внешних сил могут частично или полностью идти ещё и на увеличение механической энергии системы, так что к левой части уравнения (1) нужно добавить слагаемое $\Delta E_{\text{мех}}$:

$$\Delta U + \Delta E_{\text{мех}} = A' + Q. \quad (1')$$

Это же слагаемое, очевидно, появится и в уравнении (2):

$$Q = \Delta U + A + \Delta E_{\text{мех}}. \quad (2')$$

Соответственно изменится и определение Q : под количеством теплоты в общем случае следует понимать меру изменения внутренней энергии системы без совершения над ней (или ей) работы при постоянстве её механической энергии.

Проиллюстрировать сказанное можно на следующих простых примерах. К вращающемуся диску прижимается башмак тормозного устройства,

¹С молекулярно-кинетической точки зрения количество теплоты, полученное системой, например, при её контакте с более нагретым телом, представляет собой, по сути дела, работу сил, действующих со стороны молекул этого тела на частицы системы. Таким образом, внешние силы мы фактически разделяем на две группы, в которых точки приложения сил совершают макроперемещения и хаотические микроперемещения. Действие первой группы мы характеризуем работой, работу второй — называем теплотой.

и диск останавливается. Очевидно, трущиеся детали нагреются и их внутренняя энергия увеличится. Если система диск — тормоз изолирована, то и работа, и теплота равны нулю. Возрастание внутренней энергии здесь происходит только за счет уменьшения механической (кинетической) энергии системы в точном соответствии, например, с (1'), но никак не с (1). Аналогично, нагревание атмосферы при движении парашютиста происходит за счет уменьшения потенциальной энергии тяготения системы парашютист — Земля.

В дальнейшем мы будем полагать, что механическая энергия системы остается постоянной, и пользоваться формулами (1) и (2).

ТЕРМОДИНАМИКА ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

К каким же результатам приведет применение I начала термодинамики к простейшей системе — идеальному газу?

§ 5.2. Работа газа

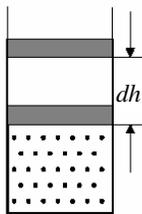


Рис. 1

Будем рассматривать только *квазистатические*, или *равновесные*, процессы, т. е. такие процессы, для которых в любой момент времени состояние газа можно считать равновесным. Это значит, что процесс должен идти достаточно медленно (в пределе — бесконечно медленно), чтобы все термодинамические параметры успевали принимать свои равновесные значения. Другими словами, время установления равновесия должно быть много меньше времени, за которое параметры газа заметно изменяются.

Рассмотрим сначала газ, находящийся в цилиндре под поршнем (рис. 1). Пусть поршень (медленно) совершил малое перемещение dh , так что давление газа практически не изменилось. Работа газа dA , соответствующая этому перемещению, равна произведению силы, действующей на поршень (она постоянна), на его перемещение (которое будем считать положительным, если оно приводит к увеличению объема газа, и отрицательным в противном случае):

$$dA = Fdh = pSdh = pdV, \quad (3)$$

где S — площадь поршня, а dV — малое изменение (положительное или отрицательное) объема газа.

В более общем случае газа, ограниченного оболочкой произвольной формы, его работа также определяется формулой (3). Действительно,

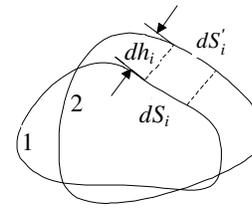


Рис. 2

участка,

$$dA_i = p dS_i dh_i,$$

а полная работа газа определяется суммированием dA_i по всей поверхности:

$$dA = \sum_i dA_i = p \sum_i dS_i dh_i = p dV, \quad (3')$$

где dV — изменение объёма, занимаемого газом. Ещё раз отметим, что работа эта соответствует малым перемещениям оболочки, при которых давление газа существенно не меняется.

При значительных изменениях положения и формы оболочки необходимо разбить весь процесс на последовательность близких состояний, посчитать по формуле (3') работы для перехода между каждой парой соседних состояний и результаты сложить:

$$A = \sum_j dA_j = \sum_j p_j dV_j. \quad (4)$$

Формулы (3) и (4) допускают весьма наглядную графическую интерпретацию. Если на диаграмме p — V изобразить произвольный (квазистатический) процесс (рис. 3; кривая 1—2) и разбить изменение объёма на малые участки dV_j , то работа газа на каждом из них в соответствии с (3) численно оказывается равной площади соответствующей криволинейной трапеции (j -я трапеция на рис. 3 заштрихована). Полная работа в процессе 1 — 2 будет равна, очевидно, пло-

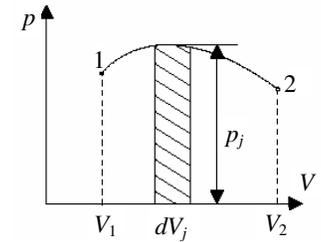


Рис. 3

падают под кривой 1 — 2, взятой со знаком плюс, если объём увеличивается и со знаком минус, если он уменьшается.

§ 5.3. Внутренняя энергия идеального газа

1. **Число степеней свободы.** Внутренняя энергия идеального газа, частицы которого взаимодействуют лишь при упругих столкновениях, очевидно, складывается из энергий каждой молекулы в отдельности и для одного моля может быть представлена в виде

$$U_{\mu} = N_a \bar{E}, \quad (5)$$

где \bar{E} — средняя энергия, приходящаяся на одну молекулу. Если газ одноатомный, то вся энергия — кинетическая и согласно основному уравнению МКТ $\bar{w} = \frac{3}{2}kT$, так что

$$U_{\mu} = \frac{3}{2}RT. \quad (6)$$

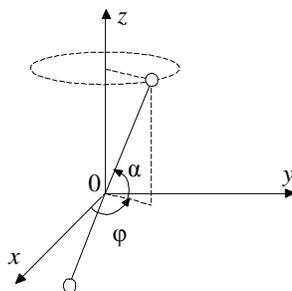


Рис. 4

Если же газ многоатомный, то выражение (6) включает лишь часть его энергии, связанную с движением центров масс молекул, и не учитывает энергию движения атомов относительно центра масс молекулы¹. Энергия эта зависит от количества атомов в молекуле и определяется числом её степеней свободы.

Вообще, числом степеней свободы i системы называется число независимых координат, определяющих её положение и конфигурацию в пространстве. Например, у свободной материальной точки (одноатомной молекулы) три степени свободы, у двух несвязанных точек $i = 6$ и т. д. У двух жестко связанных материальных точек (двухатомной жесткой молекулы) пять степеней свободы: из шести координат независимыми оказываются только пять, так как шесть координат точек должны удовлетворять одному уравнению связи, выражающему неизменность расстояний между ними. Можно считать и по-другому: три координаты определяют положение центра масс молеку-

¹Можно показать, что кинетическая энергия системы материальных точек общей массой M равна сумме «энергии движения её центра масс» $W_{ц.м.} = Mv_{ц.м.}^2/2$ и энергий движения каждой точки относительно центра масс (теорема Кенига).

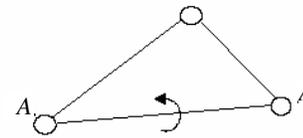


Рис. 5

лы (поступательные степени свободы) и две (вращательные степени) фиксируют положение её атомов по отношению к центру масс. Это углы поворота α и φ оси молекулы относительно горизонтальной xu и вертикальной xz плоскостей (рис. 4). Для трехатомной жесткой молекулы, если её атомы расположены не на одной прямой (рис. 5), необходимо помимо трех координат её центра масс задать ещё три угла поворота: два из них определяют положение какой-либо жестко связанной с ней оси (например AA), а третий характеризует поворот вокруг этой оси. Для такой молекулы $i = 6$ (три поступательные и три вращательные степени).

В общем случае n -атомной жесткой молекулы (как и абсолютно твердого тела) число степеней свободы также равно шести, ибо задание положений трех любых её атомов (не лежащих на одной прямой) однозначно определяет положение всех остальных.

В общем случае n -атомной жесткой молекулы (как и абсолютно твердого тела) число степеней свободы также равно шести, ибо задание положений трех любых её атомов (не лежащих на одной прямой) однозначно определяет положение всех остальных.

2. Закон равномерного распределения Больцмана. В статистической физике доказывается следующая теорема (Больцмана): *если система молекул находится в состоянии термодинамического (теплового) равновесия при температуре T , то на каждую степень свободы молекулы в среднем приходится одна и та же кинетическая энергия*

$$\bar{\omega} = \frac{kT}{2}.$$

Прежде всего заметим, что полученное нами ранее основное уравнение МКТ (для одноатомного идеального газа) находится в полном согласии с теоремой Больцмана: среднюю энергию его молекулы $\bar{\omega} = 3kT/2$ можно считать равномерно распределенной по трем её степеням свободы, так что на каждую приходится как раз $kT/2$.

Доказательство же этой теоремы в общем случае, основанное на использовании механической модели n -атомных молекул, сталкивающихся по законам упругого удара, весьма громоздко, но смысл её достаточно понятен. В качестве иллюстрации рассмотрим газ, состоящий из двухатомных жестких молекул («гантелек»). Представим себе, что в начальный момент времени все «гантельки» движутся поступательно. Такое состояние, конечно, тут же нарушится: в результате столкновений молекулы начнут вращаться и часть кинетической энергии поступательного движения перейдет в энергию вращения. Если, наоборот, возбудить сначала только вращательное движение «гантелек», то при столкновении их центры масс придут в движение и приобретут кинетическую энергию. Таким образом, механизм перекачки энергии между различными степенями сво-

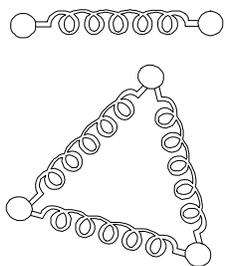


Рис. 6

боды «работает» в обе стороны. Теорема утверждает, что он приведет к полному выравниванию средних энергий по всем степеням.

Итак, чем больше у молекулы степеней свободы, тем больше энергии, в среднем, она запасает, находясь в тепловом равновесии с другими частицами. А есть ли ещё «вместилища» энергии у молекулы? Оказывается, есть, но только уже не кинетической, а потенциальной.

Для удовлетворительного согласия с опытом молекулы некоторых газов приходится наделять упругими свойствами, т. е. считать их атомы не жестко, а упруго связанными друг с другом. О такой молекуле говорят, что она обладает ещё колебательными степенями свободы. Например, двухатомная молекула, изображенная на рис. 6, имеет одну колебательную степень (плюс три поступательные, плюс две вращательные), у трехатомной молекулы (рис. 6) — три колебательные степени свободы и т. д.¹

Если возбудить, например, у двухатомной молекулы колебательную степень свободы, то её атомы, колеблясь около своего центра масс, помимо кинетической будут обладать и некоторой потенциальной энергией. Правда, с течением времени кинетическая энергия будет переходить в потенциальную и наоборот, но средние (за достаточно большой интервал времени) значения этих энергий оказываются вполне определенными и, как показывают расчеты (для идеальной пружинки), равными друг другу. Таким образом, каждая колебательная степень свободы «вмещает» в среднем энергию kT : $kT/2$ в соответствии с теоремой Больцмана приходится на кинетическую и столько же на потенциальную.

В общем случае, если молекула имеет всего i степеней свободы, из которых j — колебательных, очевидно, её полная средняя энергия

$$\bar{E} = \frac{i+j}{2} kT, \quad (7)$$

а внутренняя энергия одного моля идеального газа с такими молекулами

$$U_{\mu} = \frac{i+j}{2} RT. \quad (8)$$

Для ν молей, очевидно,

¹Наличие упругой связи между двумя материальными точками оставляет их координаты независимыми (такая «связь» не является связью в строгом смысле). Поэтому при подсчете числа степеней свободы молекулы, состоящей из упруго связанных атомов, их следует считать свободными.

$$U = \frac{i+j}{2} \nu RT = \beta T, \quad (9)$$

где $\beta = \frac{i+j}{2} \nu R$ — постоянный коэффициент, зависящий от «устройства» молекул и их числа. Таким образом, внутренняя энергия данной массы идеального газа не зависит от давления и занимаемого им объема, а является функцией только его температуры (для неидеальных газов это неверно).

§ 5.4. Теплоемкость идеального газа

Теплоемкостью C объекта называется отношение бесконечно малой теплоты dQ , полученной объектом, к бесконечно малому изменению его температуры dT , сопровождающему¹ теплопередачу:

$$C = \frac{dQ}{dT}.$$

Различают теплоемкость тела, удельную и молярную теплоемкости, относящиеся соответственно ко всему телу, единице его массы или одному молью его вещества. Мы будем рассматривать обычно молярные теплоемкости.

Поскольку изменение температуры объекта связано с изменением его внутренней энергии, а это последнее в силу I начала определяется не подведенной теплотой dQ , а суммой dQ и совершенной над объектом работы dA' , теплоемкость не является фиксированной характеристикой, присущей данному объекту, а зависит от тех условий, при которых происходила передача теплоты (и которые определяют совершенную при этом работу). Наиболее ярко это обстоятельство проявляется в том случае, когда рассматриваемым объектом служит идеальный газ.

Внутренняя энергия идеального газа согласно (9) является линейной функцией температуры, и её изменение, соответствующее приращению температуры dT ,

$$dU = \beta dT.$$

Тогда I начало, связывающее два близких состояния газа, можно записать в следующем виде:

$$dQ = pdV + \beta dT,$$

¹Изменение температуры именно *сопровождает* теплопередачу, а не вызывается ей, ибо оно (это изменение) может быть вызвано также и работой, совершенной системой или над ней.

а теплоемкость, характеризующая его переход из одного состояния в другое,

$$C = p \frac{dV}{dT} + \beta.$$

Второе слагаемое здесь определяется только видом функции (9) $U(T)$, первое же зависит от того, как при изменении температуры на dT меняется объём газа (который однозначно с температурой не связан). Накладывая дополнительные условия на эти изменения¹, мы получим различные теплоемкости, соответствующие различным процессам. Рассмотрим некоторые из них.

1. Теплоемкость C_V при постоянном объёме ($V = \text{const}$, закрытый сосуд). В этом случае $dV = 0$ и газ работы не совершает, т. е. вся полученная теплота идет на увеличение его внутренней энергии, а

$$C_V = \left. \frac{dQ}{dT} \right|_{V=\text{const}} = \beta.$$

Таким образом, введенный нами коэффициент β , представляющий собой производную внутренней энергии по температуре, есть не что иное, как C_V . Учитывая это, во всех соотношениях, где фигурирует β , вместо него сразу пишут C_V . Так, выражение (9) для внутренней энергии принимает вид

$$U = C_V T, \quad (10)$$

а первое начало, связывающее два близких состояния системы, —

$$dQ = pdV + C_V dT. \quad (11)$$

Для одного моля² газа, очевидно,

$$c_v = \frac{i+j}{2} R \quad (12)$$

и (подчеркнем ещё раз) не зависит от температуры. В частности, для одноатомного газа ($i = 3$, $j = 0$)

$$c_v = \frac{3}{2} R. \quad (13)$$

¹Одним условием связи трех параметров p , V и T служит уравнение Менделеева — Клапейрона.

²Молярные теплоёмкости мы будем обозначать строчными буквами, все остальные — прописными.

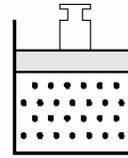


Рис. 7

2. Теплоемкость C_p при постоянном давлении ($p = const$, газ под поршнем, рис. 7). Теплоемкость C_p будет, очевидно, больше C_v , так как газ в процессе нагревания расширяется и совершает работу против внешнего давления, что требует дополнительного подвода теплоты. Из (11)

$$C_p = p \left. \frac{dV}{dT} \right|_{p=const} + C_v. \quad (14)$$

Чтобы найти $\frac{dV}{dT}$, воспользуемся уравнением Менделеева — Клапейрона $pV = RT$ (для одного моля газа) при дополнительном условии $p = const$. Из него

$$p dV = R dT,$$

или

$$p \frac{dV}{dT} = R.$$

Подставляя это выражение в (14), окончательно получим (для одного моля), что

$$c_p = c_v + R \quad (15)$$

и тоже не зависит от температуры.

Отсюда можно сделать следующее определение постоянной R : она равна работе, которую совершает один моль идеального газа, изобарно расширяясь при нагревании на 1 К.

Аналогичным образом могут быть найдены теплоемкости изотермического, адиабатного (т. е. без передачи тепла) и других процессов. В некоторых из них теплоемкость оказывается бесконечной, нулевой и может даже стать отрицательной. В общем случае произвольного процесса она не постоянна и зависит от температуры.

Замечание. Приведенная выше теория дает значения теплоемкостей, согласующиеся с экспериментом только для одноатомных и большинства двухатомных газов. Для газов, состоящих из более сложных молекул, расхождения теории и эксперимента значительны. Это связано с тем, что наша модель не вполне верно описывает внутримолекулярное движение атомов сложных молекул. Движение это подчиняется законам не классической, а квантовой механики, дающей полное согласие с экспериментом.

ТЕПЛОВЫЕ МАШИНЫ

§ 5.5. Второе начало термодинамики

Первое начало, устанавливая связь между изменением внутренней энергии системы, подведенной теплотой и совершенной работой, ничего не говорит о направлении этих процессов. Может быть, некоторые из них «запрещены» природой?

Рассмотрим, например, газ, над которым внешняя сила совершает работу A' . Вся она (если газ теплоизолирован) пойдет на увеличение его внутренней энергии ΔU . А можно ли осуществить обратный процесс, при котором уменьшение внутренней энергии газа целиком превращается в совершенную им работу (как в механике)? Да, говорит опыт, можно. Для этого нужно позволить газу адиабатно расширяться. Расширяясь, он будет совершать положительную работу ($\Delta V > 0$) и охлаждаться. Из I начала ($Q = 0$) имеем

$$0 = \Delta U + A,$$

или

$$A = -\Delta U.$$

Это обстоятельство заслуживает самого пристального внимания, ибо возможность преобразования внутренней энергии в работу представляет огромный практический интерес.

Однако реализация подобной процедуры с объектами, несущими основные запасы внутренней энергии на Земле (в первую очередь, это мировой океан), практически неосуществима. Как же быть?

I начало подсказывает выход: ведь можно «черпать» внутреннюю энергию, например, из мирового океана путем теплопередачи. Для этого достаточно привести с ним в контакт рабочее тело — удобный для преобразования энергии в работу объект (скажем, газ), и при определенных условиях этот объект получит порцию теплоты. Здесь встает новый вопрос: может ли теплота, полученная от источника, целиком быть преобразована в работу? Да, снова говорит опыт, это тоже возможно. Действительно, оставляя газ в контакте с источником тепла, позволим ему изотермически расширяться. Так как при этом $T = const$, $\Delta U = 0$ и

$$Q = A.$$

Теперь хотелось бы повторить процедуру, но сначала нужно привести рабочее тело в первоначальное состояние, т. е. осуществить над ним замкнутый процесс (цикл). Для этого газ придется сжать, совершив уже над ним какую-то работу. А можно ли так подобрать условия процесса, чтобы

работа, полученная при расширении, была больше работы, затраченной при сжатии? Да, и это возможно. Нужно охладить газ и после этого сжимать при меньшем давлении. Но тогда получается, что «результатирующая» работа оказывается меньше теплоты, полученной от источника. Куда же деваются её излишки? Ведь рабочее тело возвращается в исходное состояние с той же самой внутренней энергией, так что теплота, полученная им, должна обязательно отдаться в виде работы или другой теплоты.

Излишки этой теплоты отдаются третьему телу, которое необходимо, чтобы охладить газ перед тем, как начать его сжимать. Но обязательно ли оно? Может быть, удастся исхитриться и так сжать рабочее тело, чтобы излишки теплоты вернулись источнику тепла? Нет, говорит опыт, вот это уже невозможно. Целиком теплота при циклическом процессе преобразована в работу быть не может. Это утверждение, являющееся обобщением огромного числа опытных фактов, называется вторым началом термодинамики и в строгой формулировке выглядит следующим образом¹: *невозможно осуществить циклический процесс, единственным результатом которого было бы превращение теплоты, полученной от какого-либо источника, целиком в работу.*

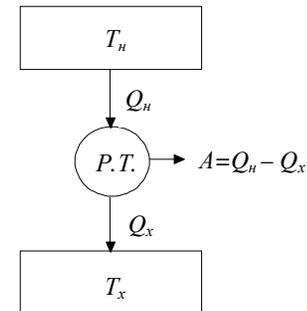


Рис. 8

Этот принцип допускает превращение теплоты в работу при циклическом процессе, но только не целиком, с потерями. Отсюда сразу следует принципиальная схема любой тепловой машины — устройства, преобразующего внутреннюю энергию в работу (рис. 8). Это устройство должно содержать нагреватель — источник энергии, находящийся при температуре T_n , рабочее тело, совершающее круговой процесс, и холодильник — третье тело с температурой $T_x < T_n$, которому отдается часть теплоты, полученной от нагревателя (этого требует II начало).

Коэффициентом полезного действия (КПД) η тепловой машины называется отношение работы A , совершенной за цикл, к количеству теплоты Q_n , полученной от нагревателя:

$$\eta = \frac{A}{Q_n} = \frac{Q_n - Q_x}{Q_n} = 1 - \frac{Q_x}{Q_n}, \quad (16)$$

¹Существуют несколько эквивалентных формулировок II начала; приводимая здесь принадлежит Томсону и называется часто принципом Томсона.

где Q_x — теплота, отданная холодильнику.

§ 5.6. КПД теплового двигателя. Цикл Карно

При практическом воплощении приведенной выше схемы тепловой машины и повышении её КПД встают два основных вопроса:

1) какое вещество брать в качестве рабочего тела (может быть, в котел паровой машины залить эфир, который легко испаряется)?

2) что с ним нужно делать в течение цикла (может быть, его испарять и конденсировать)?

Ответы на эти вопросы дают теоремы Карно, приводимые ниже без вывода. Оказывается, что оптимальный цикл существует (цикл Карно), а рабочее тело, совершающее этот цикл, на КПД не влияет.

Теорема 1. *Тепловая машина, работающая при данных температурах нагревателя T_n и холодильника T_x , не может иметь КПД, больший, чем машина, работающая по циклу Карно при тех же значениях T_n и T_x .*

Теорема 2. *КПД цикла Карно не зависит от рабочего тела и определяется выражением*

$$\eta_{max} = \frac{T_n - T_x}{T_n} = 1 - \frac{T_x}{T_n}. \quad (17)$$

Цикл Карно — это цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат (рис. 9). На участке 1 — 2 рабочее тело, находясь в контакте с нагревателем, изотермически расширяется, получая от него теплоту Q_n и целиком превращая её в работу. В точке 2 нарушается их контакт, и рабочее тело продолжает расширяться адиабатически. При этом оно охлаждается (ибо совершает работу за счет своей внутренней энергии) и его температура в точке 3 принимает значение T_x . После этого оно приводится в контакт с холодильником и изотермически сжимается, отдавая ему теплоту Q_x . В определенной точке 4 контакт рабочего тела с холодильником прерывается, и далее оно сжимается адиабатно, приходя в исходное состояние 1.

Поскольку работа, полученная при расширении рабочего тела в первой половине цикла, определяется площадью под кривой 1 — 2 — 3, а работа, затраченная на сжатие, — площадью под кривой 3 — 4 — 1, которая расположена ниже, полная работа за цикл получается положительной и численно равной, очевидно, площади, ограниченной замкнутой кривой

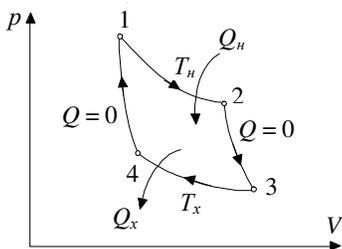


Рис. 9

1 – 2 – 3 – 4. Площадь эта, как нетрудно понять, тем больше (при фиксированном Q_H), чем дальше отстоят друг от друга изотермы 1 – 2 и 3 – 4, т. е. чем выше разность температур $T_H - T_X$.

Теоремы Карно могут быть доказаны из II начала термодинамики. Весьма существенным при этом оказывается тот факт, что цикл Карно является обратимым циклом, т. е. процессом, который может быть осуществлен в обратном направлении.

Контрольные вопросы и задания

1. Дать определение термодинамической системы. Что называется её внутренней энергией?
2. Сформулировать первое начало термодинамики. Что такое количество теплоты?
3. Какие процессы называются квазистатическими? Получить выражение для работы газа в квазистатическом процессе. Дать её наглядную графическую интерпретацию.
4. Что называется числом степеней свободы системы материальных точек? Чему равно это число, например, для двухатомной жёсткой молекулы?
5. Сформулировать закон равнораспределения Больцмана. Проиллюстрировать механизм перекачки энергии из поступательных степеней свободы во вращательные и обратно.
6. Какая средняя энергия приходится на колебательную степень свободы молекулы и почему?
7. Написать выражение для среднего значения энергии молекулы, имеющей всего i степеней свободы, из которых j — число колебательных степеней. Чему равна внутренняя энергия моля газа, состоящего из таких молекул?
8. Что называется теплоёмкостью объекта? Является ли теплоёмкость данного объекта его однозначной характеристикой?
9. Получить выражения для молярных теплоёмкостей c_v и c_p идеального газа.
10. Существует ли процесс, в результате которого тепло, полученное от какого-либо источника, целиком переходит в работу? Если да, то, например, какой, если нет — почему?
11. Сформулировать второе начало термодинамики.
12. Что такое тепловая машина? Из каких основных частей она состоит? Зачем нужна каждая часть? Что называется её КПД?

13. Сформулировать теоремы Карно.

14. Описать цикл Карно.