**Тепловые двигатели. Термодинамические циклы. Цикл Карно**

**Тепловым двигателем называется устройство, способное превращать полученное количество теплоты в механическую работу.** Механическая работа в тепловых двигателях производится в процессе расширения некоторого вещества, которое называется рабочим телом. В качестве рабочего тела обычно используются газообразные вещества (пары бензина, воздух, водяной пар). Рабочее тело получает (или отдает) тепловую энергию в процессе теплообмена с телами, имеющими большой запас внутренней энергии. Эти тела называются тепловыми резервуарами.

Как следует из первого закона термодинамики, полученное газом [количество теплоты](http://physics.ru/courses/op25part1/content/chapter3/section/paragraph8/theory.html#11) Q полностью превращается в [работу](http://physics.ru/courses/op25part1/content/chapter3/section/paragraph8/theory.html#6) A при изотермическом процессе, при котором внутренняя энергия остается неизменной (ΔU = 0):

|  |
| --- |
| A = Q. |

Но такой однократный акт преобразования теплоты в работу не представляет интереса для техники. Реально существующие тепловые двигатели (паровые машины, двигатели внутреннего сгорания и т. д.) работают циклически. Процесс теплопередачи и преобразования полученного количества теплоты в работу периодически повторяется. Для этого рабочее тело должно совершать круговой процесс или термодинамический цикл, при котором периодически восстанавливается исходное состояние. Круговые процессы изображаются на диаграмме (p, V) газообразного рабочего тела с помощью замкнутых кривых (рис. 3.11.1). При расширении газ совершает положительную работу A1, равную площади под кривой abc, при сжатии газ совершает отрицательную работу A2, равную по модулю площади под кривой cda. Полная работа за цикл A = A1 + A2 на диаграмме (p, V) равна площади цикла. Работа A положительна, если цикл обходится по часовой стрелке, и A отрицательна, если цикл обходится в противоположном направлении.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.11.1.  Круговой процесс на диаграмме (p, V). abc – кривая расширения, cda – кривая сжатия. Работа A в круговом процессе равна площади фигуры abcd |

Общее свойство всех круговых процессов состоит в том, что их невозможно провести, приводя рабочее тело в тепловой контакт только с одним тепловым резервуаром. Их нужно, по крайней мере, два. Тепловой резервуар с более высокой температурой называют нагревателем, а с более низкой – холодильником. Совершая круговой процесс, рабочее тело получает от нагревателя некоторое количество теплоты Q1 > 0 и отдает холодильнику количество теплоты Q2 < 0. Полное количество теплоты Q, полученное рабочим телом за цикл, равно

|  |
| --- |
| Q = Q1 + Q2 = Q1 – |Q2|. |

При обходе цикла рабочее тело возвращается в первоначальное состояние, следовательно, изменение его внутренней энергии равно нулю (ΔU = 0). Согласно первому закону термодинамики,

|  |
| --- |
| ΔU = Q – A = 0. |

Отсюда следует:

|  |
| --- |
| A = Q = Q1 – |Q2|. |

Работа A, совершаемая рабочим телом за цикл, равна полученному за цикл количеству теплоты Q. Отношение работы A к количеству теплоты Q1, полученному рабочим телом за цикл от нагревателя, называется коэффициентом полезного действия η тепловой машины:

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | |  | |

Коэффициент полезного действия указывает, какая часть тепловой энергии, полученной рабочим телом от «горячего» теплового резервуара, превратилась в полезную работу. Остальная часть (1 – η) была «бесполезно» передана холодильнику. Коэффициент полезного действия тепловой машины всегда меньше единицы (η < 1). Энергетическая схема тепловой машины изображена на рис. 3.11.2.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.11.2.  Энергетическая схема тепловой машины: 1 – нагреватель; 2 – холодильник; 3 – рабочее тело, совершающее круговой процесс. Q1 > 0, A > 0, Q2 < 0; T1 > T2 |

В двигателях, применяемых в технике, используются различные круговые процессы. На рис. 3.11.3 изображены циклы, используемые в бензиновом карбюраторном и в дизельном двигателях. В обоих случаях рабочим телом является смесь паров бензина или дизельного топлива с воздухом. Цикл карбюраторного двигателя внутреннего сгорания состоит из двух изохор (1–2, 3–4) и двух адиабат (2–3, 4–1). Дизельный двигатель внутреннего сгорания работает по циклу, состоящему из двух адиабат (1–2, 3–4), одной изобары (2–3) и одной изохоры (4–1). Реальный коэффициент полезного действия у карбюраторного двигателя порядка 30 %, у дизельного двигателя – порядка 40 %.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.11.3.  Циклы карбюраторного двигателя внутреннего сгорания (1) и дизельного двигателя (2) |

В 1824 году французский инженер С. Карно рассмотрел круговой процесс, состоящий из двух изотерм и двух адиабат, который сыграл важную роль в развитии учения о тепловых процессах. Он называется циклом Карно (рис. 3.11.4).

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.11.4.  Цикл Карно |

Цикл Карно совершает газ, находящийся в цилиндре под поршнем. На изотермическом участке (1–2) газ приводится в тепловой контакт с горячим тепловым резервуаром (нагревателем), имеющим температуру T1. Газ изотермически расширяется, совершая работу A12, при этом к газу подводится некоторое количество теплоты Q1 = A12. Далее на адиабатическом участке (2–3) газ помещается в адиабатическую оболочку и продолжает расширяться в отсутствие теплообмена. На этом участке газ совершает работу A23 > 0. Температура газа при адиабатическом расширении падает до значения T2. На следующем изотермическом участке (3–4) газ приводится в тепловой контакт с холодным тепловым резервуаром (холодильником) при температуре T2 < T1. Происходит процесс изотермического сжатия. Газ совершает работу A34 < 0 и отдает тепло Q2 < 0, равное произведенной работе A34. Внутренняя энергия газа не изменяется. Наконец, на последнем участке адиабатического сжатия газ вновь помещается в адиабатическую оболочку. При сжатии температура газа повышается до значения T1, газ совершает работу A41 < 0. Полная работа A, совершаемая газом за цикл, равна сумме работ на отдельных участках:

|  |
| --- |
| A = A12 + A23 + A34 + A41. |

На диаграмме (p, V) эта работа равна площади цикла.

Процессы на всех участках цикла Карно предполагаются квазистатическими. В частности, оба изотермических участка (1–2 и 3–4) проводятся при бесконечно малой разности температур между рабочим телом (газом) и тепловым резервуаром (нагревателем или холодильником).

Как следует из первого закона термодинамики, работа газа при адиабатическом расширении (или сжатии) равна убыли ΔU его внутренней энергии. Для 1 моля газа

|  |
| --- |
| A = –ΔU = –CV (T2 – T1), |

где T1 и T2 – начальная и конечная температуры газа.

Отсюда следует, что работы, совершенные газом на двух адиабатических участках цикла Карно, одинаковы по модулю и противоположны по знакам

|  |
| --- |
| A23 = –A41. |

По определению, коэффициент полезного действия η цикла Карно есть

|  |
| --- |
|  |

С. Карно выразил коэффициент полезного действия цикла через температуры нагревателя T1 и холодильника T2:

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | |  | |

Цикл Карно замечателен тем, что на всех его участках отсутствует соприкосновение тел с различными температурами. Любое состояние рабочего тела (газа) на цикле является квазиравновесным, т. е. бесконечно близким к состоянию теплового равновесия с окружающими телами (тепловыми резервуарами или термостатами). Цикл Карно исключает теплообмен при конечной разности температур рабочего тела и окружающей среды (термостатов), когда тепло может передаваться без совершения работы. Поэтому цикл Карно – наиболее эффективный круговой процесс из всех возможных при заданных температурах нагревателя и холодильника:

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | | ηКарно = ηmax. | |



|  |
| --- |
|  |
| Модель. Цикл Карно |

Любой участок цикла Карно и весь цикл в целом может быть пройден в обоих направлениях. Обход цикла по часовой стрелке соответствует тепловому двигателю, когда полученное рабочим телом тепло частично превращается в полезную работу. Обход против часовой стрелки соответствует холодильной машине, когда некоторое количество теплоты отбирается от холодного резервуара и передается горячему резервуару за счет совершения внешней работы. Поэтому идеальное устройство, работающее по циклу Карно, называют обратимой тепловой машиной.

В реальных холодильных машинах используются различные циклические процессы. Все холодильные циклы на диаграмме (p, V) обходятся против часовой стрелки. Энергетическая схема холодильной машины представлена на рис. 3.11.5.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.11.5.  Энергетическая схема холодильной машины. Q1 < 0, A < 0, Q2 > 0, T1 > T2 |

Устройство, работающее по холодильному циклу, может иметь двоякое предназначение. Если полезным эффектом является отбор некоторого количества тепла |Q2| от охлаждаемых тел (например, от продуктов в камере холодильника), то такое устройство является обычным холодильником. Эффективность работы холодильника можно охарактеризовать отношением

|  |
| --- |
|  |

т. е. эфективность работы холодильника – это количество тепла, отбираемого от охлаждаемых тел на 1 джоуль затраченной работы. При таком определении βх может быть и больше, и меньше единицы. Для обращенного цикла Карно

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | |  | |

Если полезным эффектом является передача некоторого количества тепла |Q1| нагреваемым телам (например, воздуху в помещении), то такое устройство называется тепловым насосом. Эффективность βТ теплового насоса может быть определена как отношение

|  |
| --- |
|  |

т. е. количеством теплоты, передаваемым более теплым телам на 1 джоуль затраченной работы. Из первого закона термодинамики следует:

|  |
| --- |
| |Q1| > |A|, |

следовательно, βТ всегда больше единицы. Для обращенного цикла Карно

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | |  | |

**Необратимость тепловых процессов. Второй закон термодинамики. Понятие энтропии**

Первый закон термодинамики – закон сохранения энергии для тепловых процессов – устанавливает связь между [количеством теплоты](http://physics.ru/courses/op25part1/content/chapter3/section/paragraph8/theory.html#11) Q, полученной системой, изменением ΔU ее [внутренней энергии](http://physics.ru/courses/op25part1/content/chapter3/section/paragraph8/theory.html#5) и [работой](http://physics.ru/courses/op25part1/content/chapter3/section/paragraph8/theory.html#6) A, совершенной над внешними телами:

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | | Q = ΔU + A. | |

Согласно этому закону, энергия не может быть создана или уничтожена; она передается от одной системы к другой и превращается из одной формы в другую. Процессы, нарушающие первый закон термодинамики, никогда не наблюдались. На рис. 3.12.1 изображены устройства, запрещенные первым законом термодинамики.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.12.1.  Циклически работающие тепловые машины, запрещаемые первым законом термодинамики: 1 – вечный двигатель 1 рода, совершающий работу без потребления энергии извне; 2 – тепловая машина с коэффициентом полезного действия η > 1 |

Первый закон термодинамики не устанавливает направления тепловых процессов. Однако, как показывает опыт, многие тепловые процессы могут протекать только в одном направлении. Такие процессы называются необратимыми. Например, при тепловом контакте двух тел с разными температурами тепловой поток всегда направлен от более теплого тела к более холодному. Никогда не наблюдается самопроизвольный процесс передачи тепла от тела с низкой температурой к телу с более высокой температурой. Следовательно, процесс теплообмена при конечной разности температур является необратимым.

Обратимыми процессами называют процессы перехода системы из одного равновесного состояния в другое, которые можно провести в обратном направлении через ту же последовательность промежуточных равновесных состояний. При этом сама система и окружающие тела возвращаются к исходному состоянию.

Процессы, в ходе которых система все время остается в состоянии равновесия, называются квазистатическими. Все квазистатические процессы обратимы. Все обратимые процессы являются квазистатическими.

Если рабочее тело тепловой машины приводится в контакт с тепловым резервуаром, температура которого в процессе теплообмена остается неизменной, то единственным обратимым процессом будет изотермический квазистатический процесс, протекающий при бесконечно малой разнице температур рабочего тела и резервуара. При наличии двух тепловых резервуаров с разными температурами обратимым путем можно провести процессы на двух изотермических участках. Поскольку адиабатический процесс также можно проводить в обоих направлениях (адиабатическое сжатие и адиабатическое расширение), то круговой процесс, состоящий из двух изотерм и двух адиабат ([цикл Карно](http://physics.ru/courses/op25part1/content/chapter3/section/paragraph11/theory.html#5)) является единственным обратимым круговым процессом, при котором рабочее тело приводится в тепловой контакт только с двумя тепловыми резервуарами. Все остальные круговые процессы, проводимые с двумя тепловыми резервуарами, необратимы.

Процессы превращения механической работы во внутреннюю энергию тела являются необратимыми из-за наличия трения, процессов диффузии в газах и жидкостях, процессы перемешивания газа при наличии начальной разности давлений и т. д. Все реальные процессы необратимы, но они могут сколь угодно близко приближаться к обратимым процессам. Обратимые процессы являются идеализацией реальных процессов.

Первый закон термодинамики не может отличить обратимые процессы от необратимых. Он просто требует от термодинамического процесса определенного энергетического баланса и ничего не говорит о том, возможен такой процесс или нет. Направление самопроизвольно протекающих процессов устанавливает второй закон термодинамики. Он может быть сформулирован в виде запрета на определенные виды термодинамических процессов.

Английский физик [У. Кельвин](http://physics.ru/courses/op25part1/content/scientist/kelvin.html) дал в 1851 г. следующую формулировку второго закона:

В циклически действующей тепловой машине невозможен процесс, единственным результатом которого было бы преобразование в механическую работу всего количества теплоты, полученного от единственного теплового резервуара.

Гипотетическую тепловую машину, в которой мог бы происходить такой процесс, называют вечным двигателем второго рода. В земных условиях такая машина могла бы отбирать тепловую энергию, например, у Мирового океана и полностью превращать ее в работу. Масса воды в Мировом океане составляет примерно 1021 кг, и при ее охлаждении на один градус выделилось бы огромное количество энергии (≈ 1024 Дж), эквивалентное полному сжиганию 1017 кг угля. Ежегодно вырабатываемая на Земле энергия приблизительно в 104 раз меньше. Поэтому вечный двигатель второго рода был бы для человечества не менее привлекателен, чем вечный двигатель первого рода, запрещенный первым законом термодинамики.

Немецкий физик [Р. Клаузиус](http://physics.ru/courses/op25part1/content/scientist/clausius.html) дал другую формулировку второго закона термодинамики:

**Невозможен процесс, единственным результатом которого была бы передача энергии путем теплообмена от тела с низкой температурой к телу с более высокой температурой.**

На рис. 3.12.2 изображены процессы, запрещенные вторым законом, но не запрещенные первым законом термодинамики. Эти процессы соответствуют двум формулировкам второго закона термодинамики.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.12.2.  Процессы, не противоречащие первому закону термодинамики, но запрещаемые вторым законом: 1 – вечный двигатель второго рода; 2 – самопроизвольный переход тепла от холодного тела к более теплому (идеальная холодильная машина) |

Следует отметить, что обе формулировки второго закона термодинамики эквивалентны. Если допустить, например, что тепло может самопроизвольно (т. е. без затраты внешней работы) переходить при теплообмене от холодного тела к горячему, то можно прийти к выводу о возможности создания вечного двигателя второго рода. Действительно, пусть реальная тепловая машина получает от нагревателя количество теплоты Q1 и отдает холодильнику количество теплоты Q2. При этом совершается работа A = Q1 – |Q2|. Если бы количество теплоты |Q2| самопроизвольно переходило от холодильника к нагревателю, то конечным результатом работы реальной тепловой машины и идеальной холодильной машины было бы превращение в работу количества теплоты Q1 – |Q2|, полученного от нагревателя без какого-либо изменения в холодильнике. Таким образом, комбинация реальной тепловой машины и идеальной холодильной машины равноценна вечному двигателю второго рода. Точно также можно показать, что комбинация реальной холодильной машины и вечного двигателя второго рода равноценна идеальной холодильной машине.

Второй закон термодинамики непосредственно связан с необратимостью реальных тепловых процессов. Энергия теплового движения молекул качественно отличается от всех других видов энергии – механической, электрической, химической и т. д. Энергия любого вида, кроме энергии теплового движения молекул, может полностью превратиться в любой другой вид энергии, в том числе и в энергию теплового движения. Последняя может испытать превращение в любой другой вид энергии лишь частично. Поэтому любой физический процесс, в котором происходит превращение какого-либо вида энергии в энергию теплового движения молекул, является необратимым процессом, т. е. он не может быть осуществлен полностью в обратном направлении.

Общим свойством всех необратимых процессов является то, что они протекают в термодинамически неравновесной системе и в результате этих процессов замкнутая система приближается к состоянию термодинамического равновесия.

На основании любой из формулировок второго закона термодинамики могут быть **доказаны следующие утверждения, которые называются теоремами Карно:**

1. **Коэффициент полезного действия тепловой машины, работающей при данных значениях температур нагревателя и холодильника, не может быть больше, чем коэффициент полезного действия машины, работающей по обратимому циклу Карно при тех же значениях температур нагревателя и холодильника.**
2. **Коэффициент полезного действия тепловой машины, работающей по циклу Карно, не зависит от рода рабочего тела, а только от температур нагревателя и холодильника.**

Таким образом, коэффициент полезного действия машины, работающей по циклу Карно, максимален.

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | |  | |

Знак равенства в этом соотношении соответствует обратимым циклам. Для машин, работающих по циклу Карно, это соотношение может быть переписано в виде

|  |
| --- |
| или |

В каком бы направлении ни обходился цикл Карно (по или против часовой стрелки) величины Q1 и Q2 всегда имеют разные знаки. Поэтому можно записать

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | |  | |

Это соотношение может быть обобщено на любой замкнутый обратимый процесс, который можно представить как последовательность малых изотермических и адиабатических участков (рис. 3.12.3).

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.12.3.  Произвольный обратимый цикл как последовательность малых изотермических и адиабатических участков |

При полном обходе замкнутого обратимого цикла

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | | (обратимый цикл), | |

где ΔQi = ΔQ1i + ΔQ2i – количество теплоты, полученное рабочим телом на двух изотермических участках при температуре Ti. Для того, чтобы такой сложный цикл провести обратимым путем, необходимо рабочее тело приводить в тепловой контакт со многими тепловыми резервуарами с температурами Ti. Отношение ΔQi / Ti называется приведенным теплом. Полученная формула показывает, что полное приведенное тепло на любом обратимом цикле равно нулю. Эта формула позволяет ввести новую физическую величину, которая называется энтропией и обозначается буквой S (Р. Клаузиус, 1865 г.). **Если термодинамическая система переходит из одного равновесного состояния в другое, то ее энтропия изменяется. Разность значений энтропии в двух состояниях равна приведенному теплу, полученному системой при обратимом переходе из одного состояния в другое**.

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | |  | |

**В случае обратимого адиабатического процесса ΔQi = 0 и, следовательно, энтропия S остается неизменной.**

Выражение для изменения энтропии ΔS при переходе неизолированной системы из одного равновесного состояния (1) в другое равновесное состояние (2) может быть записано в виде

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | |  | |

Энтропия определена с точностью до постоянного слагаемого, так же, как, например, потенциальная энергия тела в силовом поле. Физический смысл имеет разность ΔS энтропии в двух состояниях системы. Чтобы определить изменение энтропии в случае необратимого перехода системы из одного состояния в другое, нужно придумать какой-нибудь обратимый процесс, связывающий начальное и конечное состояния, и найти приведенное тепло, полученное системой при таком переходе.

Рис. 3.12.4 иллюстрирует необратимый процесс расширения газа «в пустоту» в отсутствие теплообмена. Только начальное и конечное состояния газа в этом процессе являются равновесными, и их можно изобразить на диаграмме (p, V). Точки (a) и (b), соответствующие этим состояниям, лежат на одной изотерме. Для вычисления изменения ΔS энтропии можно рассмотреть обратимый изотермический переход из (a) в (b). Поскольку при изотермическом расширении газ получает некоторое количество теплоты от окружающих тел Q > 0, можно сделать вывод, что при необратимом расширении газа энтропия возросла: ΔS > 0.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.12.4.  Расширение газа в «пустоту». Изменение энтропии где A = Q – работа газа при обратимом изотермическом расширении |

Другой пример необратимого процесса – теплообмен при конечной разности температур. На рис. 3.12.5 изображены два тела, заключенные в адиабатическую оболочку. Начальные температуры тел T1 и T2 < T1. При теплообмене температуры тел постепенно выравниваются. Более теплое тело отдает некоторое количество теплоты, а более холодное – получает. Приведенное тепло, получаемое холодным телом, превосходит по модулю приведенное тепло, отдаваемое горячим телом. Отсюда следует, что изменение энтропии замкнутой системы в необратимом процессе теплообмена ΔS > 0.

|  |
| --- |
|  |
| Рисунок 3.12.5.  Теплообмен при конечной разности температур: a – начальное состояние; b – конечное состояние системы. Изменение энтропии ΔS > 0 |

Рост энтропии является общим свойством всех самопроизвольно протекающих необратимых процессов в изолированных термодинамических системах. При обратимых процессах в изолированных системах энтропия не изменяется:

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | | ΔS ≥ 0. | |

Это соотношение принято называть законом возрастания энтропии.

При любых процессах, протекающих в термодинамических изолированных системах, энтропия либо остается неизменной, либо увеличивается.

Таким образом, энтропия указывает направление самопроизвольно протекающих процессов. Рост энтропии указывает на приближение системы к состоянию термодинамического равновесия. В состоянии равновесия энтропия принимает максимальное значение. Закон возрастания энтропии можно принять в качестве еще одной формулировки второго закона термодинамики.

В 1878 году [Л. Больцман](http://physics.ru/courses/op25part1/content/scientist/boltzmann.html) дал вероятностную трактовку понятия энтропии. Он предложил рассматривать энтропию как меру статистического беспорядка в замкнутой термодинамической системе. Все самопроизвольно протекающие процессы в замкнутой системе, приближающие систему к состоянию равновесия и сопровождающиеся ростом энтропии, направлены в сторону увеличения вероятности состояния.

Всякое состояние макроскопической системы, содержащей большое число частиц, может быть реализовано многими способами. Термодинамическая вероятность W состояния системы – это число способов, которыми может быть реализовано данное состояние макроскопической системы, или число микросостояний, осуществляющих данное макросостояние. По определению термодинамическая вероятность W >> 1.

Например, если в сосуде находится 1 моль газа, то возможно огромное число N способов размещения молекулы по двум половинкам сосуда: где – [число Авогадро](http://physics.ru/courses/op25part1/content/chapter3/section/paragraph1/theory.html#6). Каждый из них является микросостоянием. Только одно из микросостояний соответствует случаю, когда все молекулы соберутся в одной половинке (например, правой) сосуда. Вероятность такого события практически равна нулю. Наибольшее число микросостояний соответствует равновесному состоянию, при котором молекулы равномерно распределены по всему объему. Поэтому равновесное состояние является наиболее вероятным. С другой стороны равновесное состояние является состоянием наибольшего беспорядка в термодинамической системе и состоянием с максимальной энтропией.



Согласно Больцману, энтропия S системы и термодинамическая вероятность W связаны между собой следующим образом:

|  |  |
| --- | --- |
| |  | | --- | | S = k ln W, | |

где k = 1,38·10–23 Дж/К – [постоянная Больцмана](http://physics.ru/courses/op25part1/content/chapter3/section/paragraph2/theory.html#15)**. Таким образом, энтропия определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное макросостояние.** Следовательно, энтропия может рассматриваться как мера вероятности состояния термодинамической системы.

Вероятностная трактовка второго закона термодинамики допускает самопроизвольное отклонение системы от состояния термодинамического равновесия. Такие отклонения называются флуктуациями. В системах, содержащих большое число частиц, значительные отклонения от состояния равновесия имеют чрезвычайно малую вероятность.