

Основы термодинамики. Второй закон термодинамики

DOSBox 0.74, Cpu speed: 20000 cycles, Frameskip 0, Program: CARNOT

Термодинамика : Цикл Карно

Счет
 $\bar{Q} = \frac{F}{m}$
 Формулы
 Таблицы
 Единицы
 А-Z
 Алфавит
 Печать
 Выход

Старт
 Физика
 Вы можете
 Внимание
 Вопросы
 Содерж

T_1 535K
 T_2 300K

$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 0.44$

Помощь Старт Шаг Температура

Простой и научный калькуляторы

План лекции

- 1. Основы термодинамики.** Энтропия, ее статистическое толкование и связь с термодинамической вероятностью.
- 2. Второй закон термодинамики.**
3. Круговой процесс (цикл). Обратимые и необратимые процессы.
4. Тепловые двигатели и холодильные машины.
5. Цикл Карно и его КПД для идеального газа.

Основы термодинамики.

Энтропия, ее статистическое толкование и связь с термодинамической вероятностью

Понятие энтропии введено в 1865г. Р. Клаузиусом. Для выяснения физического содержания этого понятия рассматривают отношение теплоты Q , полученной телом в изотермическом процессе, к температуре T теплоотдающего тела, которое называется **приведенным количеством теплоты**.

Приведенное количество Q , сообщаемое телу на бесконечно малом участке процесса равно $\frac{\delta Q}{T}$.

При любом обратимом круговом процессе приведенное количество Q , сообщаемое телу, равно нулю:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. (1)$$

Из (1) видно, что $\frac{\delta Q}{T}$ — полный дифференциал некоторой функции, который определяется только состоянием системы и не зависит от пути, каким система пришла в это состояние.

Таким образом, $\frac{\delta Q}{T} = dS. (2)$

Функция состояния, дифференциалом которой является $\frac{\delta Q}{T}$, называется **энтропией** (обозначается S).

Основы термодинамики.

Энтропия, ее статистическое толкование и связь с термодинамической вероятностью

Из (1) следует, что для обратимых процессов изменение энтропии $\Delta S=0$. (3)

Энтропия системы, совершающий необратимый цикл, возрастает $\Delta S>0$. (4)

Выражения (3 и 4) относятся только к **замкнутым системам**, если же система обменивается теплотой с внешней средой, то ее энтропия может вести себя любым образом. Выражения (3 и 4) можно представить в виде **неравенства Клаузиуса**: $\Delta S \geq 0$, (5)

т.е. энтропия замкнутой системы может либо возрасть (необратимые процессы), либо оставаться постоянной (обратимые процессы).

Если система совершает равновесный переход из состояния 1 в состояние 2, то согласно (2), изменение энтропии:

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{dU + \delta A}{T}. (6)$$

Физический смысл имеет не сама энтропия, а разность энтропии.

Основы термодинамики.

Энтропия, ее статистическое толкование и связь с термодинамической вероятностью

Исходя из (6), найдем изменение энтропии в процессах идеального газа.

Т.к.

$$dU = \frac{m}{\mu} C_V dT, \delta A = p dV = \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V}, \quad \text{то } \Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_1^2 \frac{dV}{V},$$

$$\text{или } \Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right), (7)$$

т.е. изменение энтропии $\Delta S_{1 \rightarrow 2}$ идеального газа при переходе его из состояния 1 в состояние 2 не зависит от вида перехода $1 \rightarrow 2$.

Т.к. для **адиабатического** процесса $\delta Q = 0$, то $\Delta S = 0$: следует, что $S = \text{const}$, т.е. **обратимый адиабатический процесс** протекает **при постоянной S**. Поэтому его часто называют **изоэнтропийным процессом**.

Из (7) следует, что при **изотермическом** процессе ($T_1 = T_2$):
$$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

При **изохорном** процессе ($V_1 = V_2$):
$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

При **изобарном** процессе ($p_1 = p_2$):
$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Энтропия обладает свойством аддитивности: **энтропия системы равна сумме энтропий тел, входящих в систему**. Этим свойством обладают: U , m , V (T и P - этим свойством не обладают).

Основы термодинамики.

Энтропия, ее статистическое толкование и связь с термодинамической вероятностью

Более глубокий смысл энтропии раскрывается в статистической физике: энтропия связывается с термодинамической вероятностью состояния системы.

Термодинамическая вероятность W состояния системы – это число способов, которыми может быть реализовано данное состояние макроскопической системы, или число микросостояний, осуществляющих данное макросостояние (по определению $W \geq 1$, т.е. термодинамическая вероятность не есть вероятность в математическом смысле, т.к. она ≤ 1).

Согласно Больцману (1872), энтропия системы и термодинамическая вероятность связаны между собой

$$S = k \ln W \quad (8) \quad k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$$

Выражение (8) называется **формулой Больцмана**.

Таким образом, энтропия определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых может быть реализовано данное макросостояние. Следовательно, энтропия S может рассматриваться **как мера вероятности** состояния термодинамической системы.

Формула Больцмана (8) дает статистическое толкование энтропии: **энтропия является мерой беспорядка системы (или мерой хаоса)**.

Чем больше число микросостояний, тем больше энтропия. В состоянии равновесия – наиболее вероятного состояния системы – число микросостояний максимально, при этом энтропия стремится к максимуму.

Второе начало термодинамики

Второе начало термодинамики определяет направление протекания термодинамических процессов.

Используя понятие энтропии и неравенство Клаузиуса, второе начало термодинамики можно сформулировать как **закон возрастания энтропии** замкнутой системы при необратимых процессах: **любой необратимый процесс в замкнутой системе происходит так, что энтропия системы при этом возрастает.**

Можно дать более краткую формулировку второго закона термодинамики:

в процессах, происходящих в замкнутой системе, энтропия не убывает.

Возрастание энтропии означает переход системы из менее вероятных в более вероятные состояния.

Таким образом, формула Больцмана позволяет дать статистическое толкование второго закона термодинамики. Оно описывает закономерности хаотического движения большого числа частиц, составляющих замкнутую систему.

Укажем еще 2 формулировки II закона термодинамики:

1) по Кельвину: **невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является превращение теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу;**

2) по Клаузиусу: **невозможен круговой процесс, единственным результатом которого является передача теплоты от менее нагретого тела к более нагретому.**

Круговой процесс. Обратимые и необратимые процессы

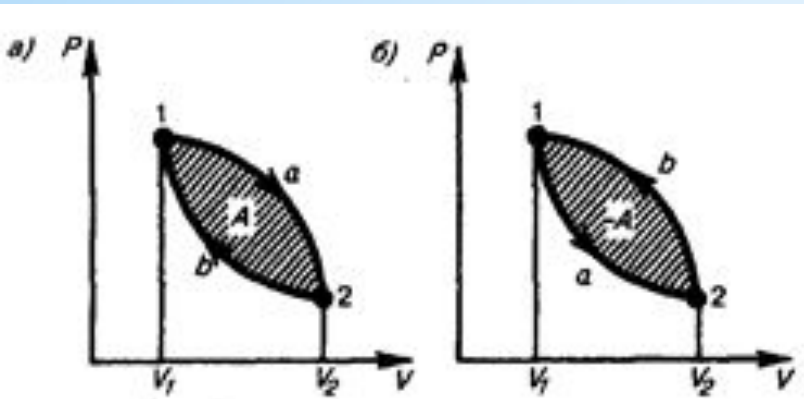


Рис. 1. Прямой и обратный процессы

Круговым процессом (циклом) наз. процесс, при котором система, пройдя через ряд состояний, возвращается в исходное. На диаграмме процессов цикл изображается замкнутой кривой. Цикл, совершаемый идеальным газом, можно разбить на процессы расширения (1 - 2) и сжатия (2 - 1) газа. Работа расширения (определяется площадью фигуры $1a2V_2V_11$) положительна ($dV > 0$), работа сжатия ($2b1V_1V_22$) отрицательная

($dV < 0$). Следовательно, работа, совершаемая газом за цикл, определяется площадью заштрихованной площади. Если за цикл совершается (+A), т.е. цикл протекает по часовой стрелке, то он наз. **прямым** (рис. 1а), если за цикл совершается (-A), т.е. цикл протекает против часовой стрелки, то он наз. **обратным** (рис. 1б).

Прямой цикл используется в **тепловых двигателях** – периодически действующих двигателя, совершающих работу за счет полученной извне теплоты.

Обратный цикл используется в **холодильных машинах** – периодически действующих установках, в которых за счет работы внешних сил теплота переносится к телу с более высокой температурой.

Круговой процесс. Обратимые и необратимые процессы

В результате кругового процесса система возвращается в исходное состояние и, следовательно, полное изменение внутренней энергии газа равно нулю. Поэтому I з. т/д для кругового процесса:

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

т.е. работа, совершаемая за цикл, равна количеству полученной извне теплоты.

Но в результате кругового процесса система может теплоту, как получать, так и отдавать, поэтому

$$Q = Q_1 - Q_2,$$

где Q_1 – количество теплоты, полученное системой; Q_2 – количество теплоты, отданное системой.

Термический коэффициент полезного действия для кругового процесса

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (9)$$

Термодинамический процесс называется **обратимым**, если он может происходить как в прямом, так и в обратном направлении. Если такой процесс происходит сначала в прямом, а затем в обратном направлении и система возвращается в исходное состояние, то в окружающей среде не происходит никаких изменений.

Всякий процесс, не удовлетворяющий этим условиям, является **необратимым**.

Обратимые процессы – это идеализация реальных процессов. Их рассмотрение важно по двум причинам:

- 1) многие процессы в природе и технике практически обратимы;
- 2) обратимые процессы являются наиболее экономичными, имеют максимальный термический КПД, что позволяет указать пути увеличения КПД реальных тепловых двигателей.

Тепловые двигатели и холодильные машины

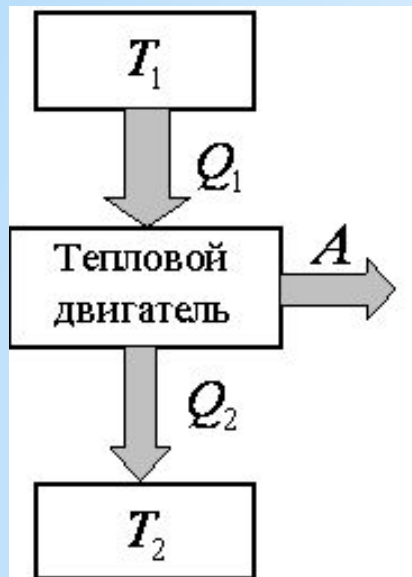


Рис. 2



Рис. 3

Принцип действия теплового двигателя приведен на рис. 2. От термостата (термодинамическая система, которая может обмениваться теплотой с телами без изменения t°) с более высокой $t^\circ - T_1$, называется **нагревателем**, за цикл отнимается количество теплоты Q_1 , а термостату с более низкой $t^\circ - T_2$, называется **холодильником**, за цикл передается количество теплоты Q_2 , при этом совершается работа: $A = Q_1 - Q_2$.

Чтобы термический КПД теплового двигателя η был равен 1, необходимо, чтобы $Q_2 = 0$, т.е. тепловой двигатель должен иметь один источник теплоты, а это невозможно.

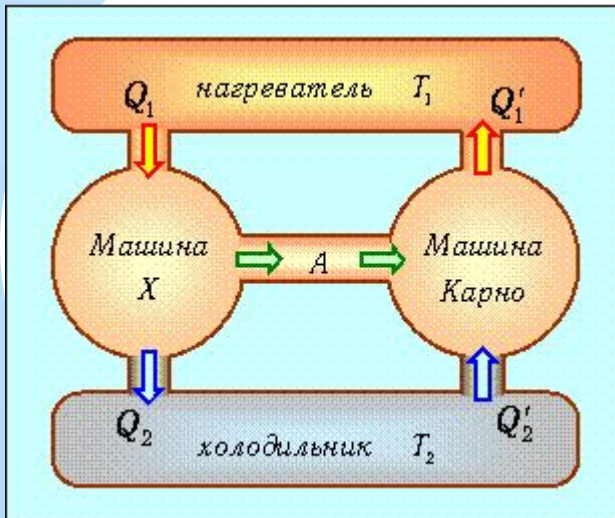
Процесс, обратный происходящему в тепловом двигателе, используется в холодильной машине, принцип действия которой представлен на рис. 3. Системой за цикл от термостата с более низкой $t^\circ - T_2$ отнимается количество теплоты Q_2 и отдается термостату с более высокой $t^\circ - T_1$ количество теплоты Q_1 .

Для кругового процесса должно быть $Q = A$, но, по условию, $Q = Q_2 - Q_1 < 0$, поэтому $A < 0$ и $Q_2 - Q_1 = -A$ или $Q_1 = Q_2 + A$, т.е. количество теплоты Q_1 , отданное системой источнику теплоты при более высокой T_1 , больше количества теплоты Q_2 , полученного от источника при более низкой $t^\circ - T_2$, на величину работы, совершенной над системой. Следовательно, **без совершения работы нельзя отбирать теплоту от менее нагретого тела и отдавать ее более нагретому** – это есть II з. т/д по формулировке Клаузиуса.

Цикл Карно и его КПД для идеального газа



Рис. 4



Основываясь на II законе термодинамики, Карно вывел теорему Карно:

из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые t° нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), наибольшим КПД обладают обратимые машины, при этом КПД обратимых машин, работающих при одинаковых температурах нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), равны друг другу и не зависят от природы рабочего тела (тела, совершающего круговой процесс и обменивающегося энергией с другими телами), а определяются только t° нагревателя и холодильника.

Рассмотрим прямой цикл Карно, в котором в качестве рабочего тела используется идеальный газ, заключенный в сосуд с подвижным поршнем. Карно теоретически проанализировал обратимый более экономичный цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат. Его называют **циклом Карно**. Цикл Карно это (рис. 4)

- (1-2) – изотермическое расширение; (3-4) – изотермическое сжатие;
- (2-3) – адиабатическое расширение; (4-1) – адиабатическое сжатие.

Цикл Карно и его КПД для идеального газа

При **изотермическом процессе** $T = \text{const}$, поэтому количество теплоты Q_1 , полученное газом от нагревателя, равно работе расширения A_{12} , совершаемой газом при переходе из состояния 1 в состояние 2:

$$A_{12} = \frac{m}{\mu} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1. \quad (10)$$

При **адиабатическом расширении** (2 - 3) теплообмен с окружающей средой отсутствует, и работа расширения A_{23} совершается за счет изменения внутренней энергии:

$$A_{23} = -\frac{m}{\mu} C_v (T_2 - T_1).$$

Количество теплоты Q_2 , отданное газом холодильнику при **изотермическом сжатии** (3 - 4), равно работе сжатия A_{34} :

$$A_{34} = \frac{m}{\mu} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2. \quad (11)$$

Работа **адиабатического** сжатия (4 - 1) $A_{41} = -\frac{m}{\mu} C_v (T_1 - T_2) = -A_{23}$.

Работа, совершаемая в результате кругового процесса,

$$A = A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = Q_1 + A_{23} - Q_2 - A_{23} = Q_1 - Q_2$$

и она определяется заштрихованной площадью на рис. 4.

Термический КПД цикла Карно: $\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$.

т.е. для цикла Карно КПД определяется только температурами нагревателя и холодильника. Для его увеличения необходимо увеличить разность температур ($T_1 - T_2$).

Обратный цикл Карно положен в основу действия **тепловых насосов**.