

## 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  
 A-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, совершающей 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.

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

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

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  $\leq 1$ ).

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

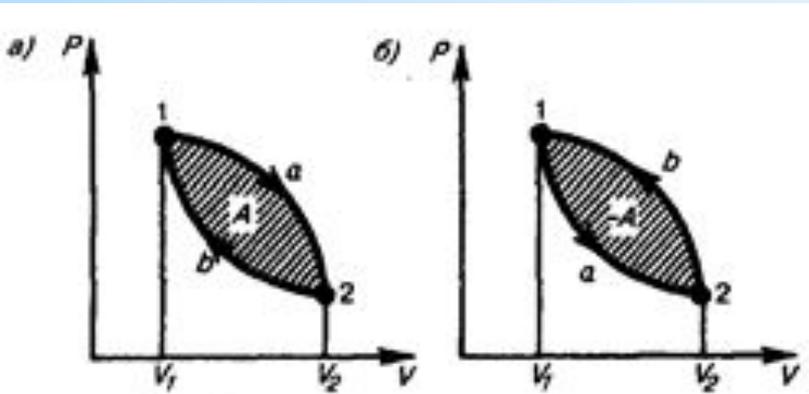


Рис. 1. Прямой и обратный процессы

**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  $t^\circ$ ) 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  $\eta$  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

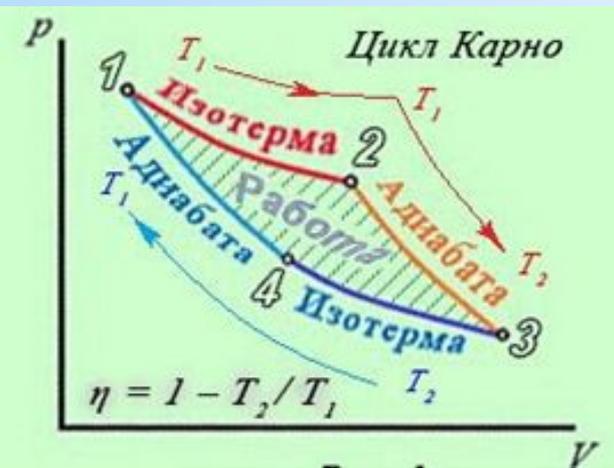
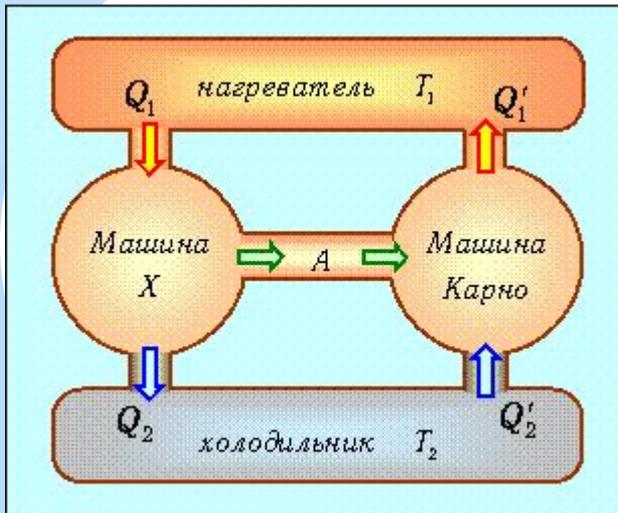


Рис. 4



Основываясь на II законе термодинамики, Карно вывел теорему Карно:

*из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые  $t^\circ$  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  $t^\circ$  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**  $T=const$ , 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**.