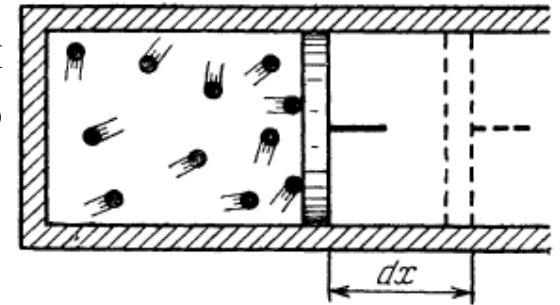


## 7. Механическая работа термодинамической системы. Графическое представление работы

Существует две формы изменения *внутренней энергии* – работа и теплота.

Рассмотрим цилиндрический сосуд с подвижным поршнем поперечным сечением  $S$  который очень медленно смещается и заставляет равновесно расширяться газ.



При малом смещении  $dx$  газ совершит работу:  $\partial A = F \cdot dx = P \cdot S \cdot dx = P \cdot dV \Rightarrow$

$$\partial A = P \cdot dV$$

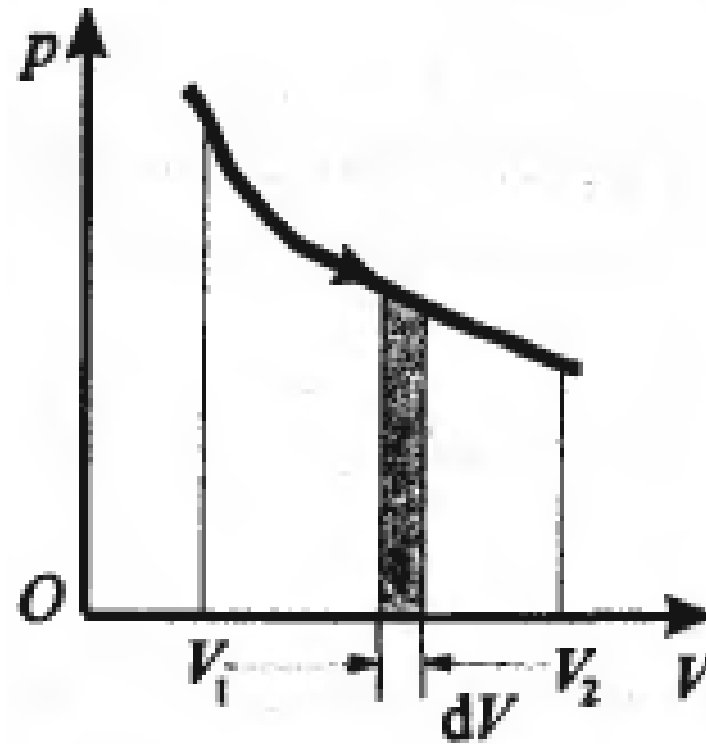
При расширении газ совершит положительную работу, при сжатии – отрицательную. (положительную работу, совершают внешние силы).

Если процесс идет при конечном изменении объема от  $V_1$  до  $V_2$ , то работу можно определить интегрированием:

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} P \cdot dV$$

## 7. Механическая работа термодинамической системы. Графическое представление работы

$$\partial A = P \cdot dV$$



$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} P \cdot dV$$

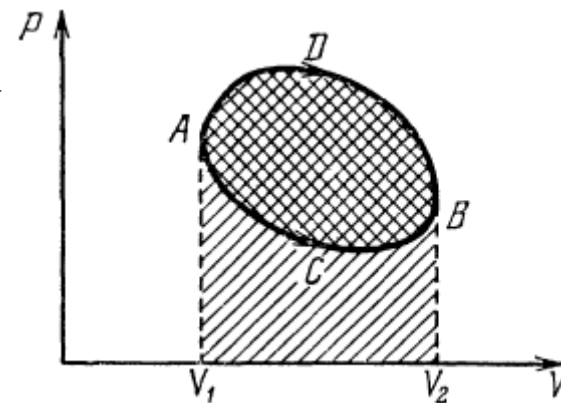
## 7. Механическая работа термодинамической системы. Графическое представление работы

Предположим, что тело может перейти из состояния  $A$  в состояния  $B$  в результате двух различных равновесных процессов.

Первому из них соответствует кривая  $ACB$ , а второму кривая –  $ADB$ . Тогда:

$$A_1 = \int_{(ACB)} P \cdot dV \text{ и } A_2 = \int_{(ADB)} P \cdot dV \Rightarrow$$

$$A_2 - A_1 \neq 0$$



- разность работ численно равна площади, фигуры ограниченной кривыми процессов, что и доказывает *зависимость работы от пути проведения процесса*.

Изменение внутренней энергии не зависит от пути проведения теплового процесса, а только от начального и конечного состояний,  $\oint dU = 0$ . Внутренняя энергия – функция состояния, а работа  $\oint dA \neq 0$  – функция процесса.

## 8. Теплообмен. Количество теплоты. Теплоемкость

**Количество теплоты** — энергия, которую получает или теряет тело при теплопередаче.

Различные тела, обладающей одной и той же массой, нагреваются по-разному при сообщении им одного и того же количества тепла — различаются *теплоемкостями*.

Теплоемкостью тела называется количество тепла, которое телу необходимо сообщить, чтобы его температура изменилась на 1°C:

$$C = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{\partial Q}{\partial T}$$

## 8. Теплообмен. Количество теплоты. Теплоемкость

Теплоемкость единицы массы – это *удельная теплоемкость*. А одному моля – *молярная теплоемкость*

$$c = \frac{\partial Q}{m \partial T}$$

$$C_M = \frac{\partial Q}{\nu \partial T}$$

### Основные формулы

5. Количество теплоты

при нагревании и  
охлаждении

$$Q = cm\Delta T$$

при горении

$$Q = qm$$

при плавлении и  
кристаллизации

$$Q = \lambda m$$

при  
парообразовании  
и конденсации

$$Q = rm$$

 MyShared

## 9. Первый закон термодинамики. Его применение к изо процессам идеального газа. Теплоёмкость идеального газа

Закон сохранения энергии, устанавливающий связь между изменением внутренней энергии, работой и количеством теплоты – первое начало термодинамики.

*Первое начало термодинамики:* теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение ее внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил

$$Q = \Delta U + A$$

Количество теплоты является *функцией процесса*, а не функцией состояния, то есть количество теплоты, полученное системой, зависит от способа, которым она была приведена в текущее состояние.

В дифференциальной форме:

$$\partial Q = dU + \partial A$$

Если система периодически возвращается в первоначальное состояние, то изменение ее внутренней энергии  $\Delta U=0$  ( $A=Q$ ) т.е. *вечный двигатель первого рода* – периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщенная ему извне энергия – невозможен.

## 9. Первый закон термодинамики. Его применение к изо процессам идеального газа. Теплоёмкость идеального газа

**a)** *изохорный процесс:*

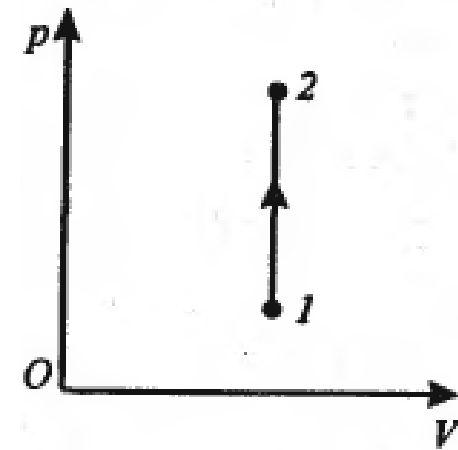
$$V = \text{const}, m = \text{const} \Rightarrow dV = 0 \Rightarrow \delta A = p dV = 0$$

$$(\delta Q)_{V=\text{const}} = (dU)_{V=\text{const}} = \nu \frac{i}{2} R dT$$

$$C_V = \left( \frac{\delta Q}{\nu dT} \right)_{V=\text{const}} = \frac{i}{2} R$$

$C_V$  – молярная теплоемкость при постоянном объеме.

$$Q = \nu \frac{i}{2} R \Delta T = \nu C_V \Delta T$$



*изохорное нагревание*

## 9. Первый закон термодинамики. Его применение к изо процессам идеального газа. Теплоёмкость идеального газа

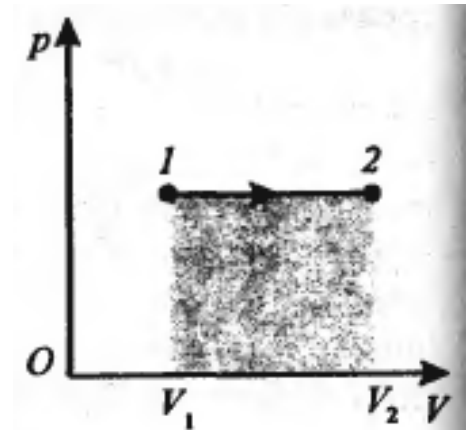
**б)** *изобарный процесс:*  $p = const, m = const \Rightarrow \partial A = p dV$

$$(\partial Q)_{p=const} = dU + (p dV)_{p=const} \Rightarrow C_p = \left( \frac{\partial Q}{\nu dT} \right)_{p=const} = \frac{dU}{\nu dT} + \frac{p dV}{\nu dT} \left\{ \begin{array}{l} pV = \nu RT \\ p dV = \nu R dT \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$C_p = \frac{\nu \frac{i}{2} R dT}{\nu dT} + \frac{\nu R dT}{\nu dT} = \frac{i}{2} R + R \Rightarrow C_p = \frac{i+2}{2} R$$

$$\boxed{C_p = C_V + R} \text{ - уравнение Майера}$$

$C_p$  – молярная теплоемкость при постоянном давлении.



$$\boxed{Q = \nu \frac{i+2}{2} R \Delta T = \nu C_p \Delta T}$$

*изобарное расширение*

$\partial A = p dV = \nu R dT \Rightarrow$  -  $R$  численно равна работе изобарного расширения 1 моля идеального газа при нагревании его на 1 К



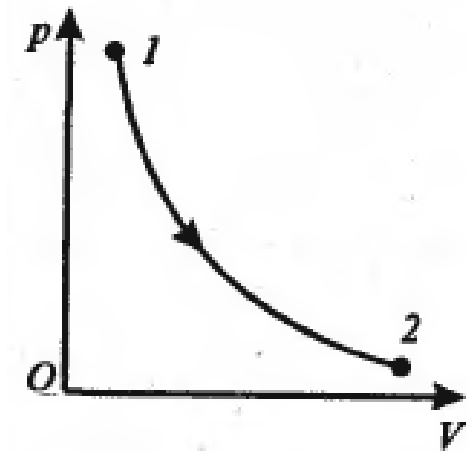
## 9. Первый закон термодинамики. Его применение к изо процессам идеального газа. Теплоёмкость идеального газа

**В)** изотермический процесс:  $T = const, m = const \Rightarrow dU = 0$

$$\partial Q = \partial A = p dV \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} pV = \nu RT \\ p = \frac{\nu RT}{V} \end{array} \right\} \Rightarrow \partial Q = \partial A = \nu RT \frac{dV}{V}$$

$$Q = A = \nu RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

$$Q = A = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$



изотерма

## 9. Первый закон термодинамики. Его применение к изо процессам идеального газа. Теплоёмкость идеального газа

г) адиабатический процесс:  $\partial Q = 0 \Rightarrow 0 = dU + \partial A \Rightarrow \partial A = -dU$

$$\left. \begin{array}{l} \partial A = -\nu C_V dT. \quad \nu C_V dT + pdV = 0 \\ pV = \nu RT \Rightarrow pdV + Vdp = \nu R dT \end{array} \right\} \Rightarrow \left. \begin{array}{l} \nu C_V dT + pdV = 0 \\ dT = \frac{pdV + Vdp}{\nu R} \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$\nu C_V \cdot \frac{pdV + Vdp}{\nu R} + pdV = 0 \Rightarrow \frac{C_V}{R} (pdV + Vdp) + pdV = 0 \Rightarrow pdV \left( \frac{C_V}{R} + 1 \right) + \frac{C_V}{R} Vdp = 0$$

$$pdV \left( \frac{C_V}{R} + 1 \right) + \frac{C_V}{R} Vdp = 0 \Rightarrow pdV \left( \frac{C_V + R}{R} \right) + \frac{C_V}{R} Vdp = 0 \Rightarrow \frac{C_p}{R} pdV + \frac{C_V}{R} Vdp = 0$$

$$\frac{C_p}{R} pdV + \frac{C_V}{R} Vdp = 0 \times \left( \frac{1}{C_V V p} \right) \Rightarrow \frac{C_p}{C_V} \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0 \Rightarrow \gamma \frac{dV}{V} + \frac{dp}{p} = 0 \Rightarrow$$

$\frac{C_p}{C_V} = \gamma$  — показателем адиабаты

$$pV^\gamma = \text{const}$$

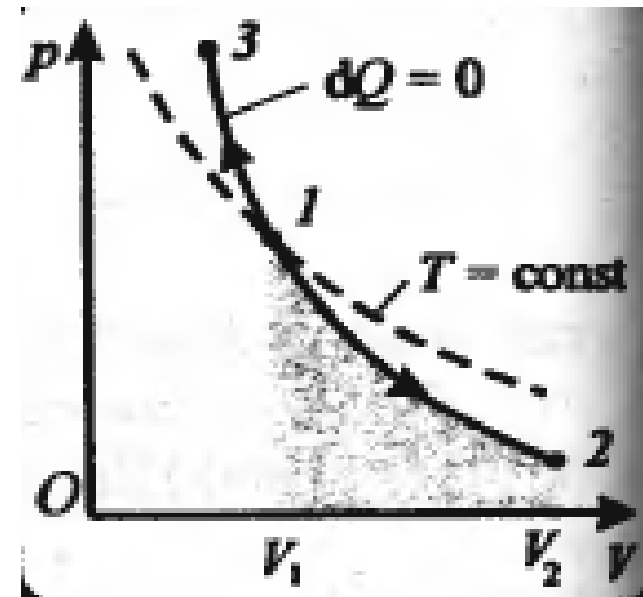
уравнение Пуассон

9. Первый закон термодинамики. Его применение к изо процессам идеального газа. Теплоёмкость идеального газа

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}$$

$$\frac{p^\gamma}{T} = \text{const}$$

$$A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$$

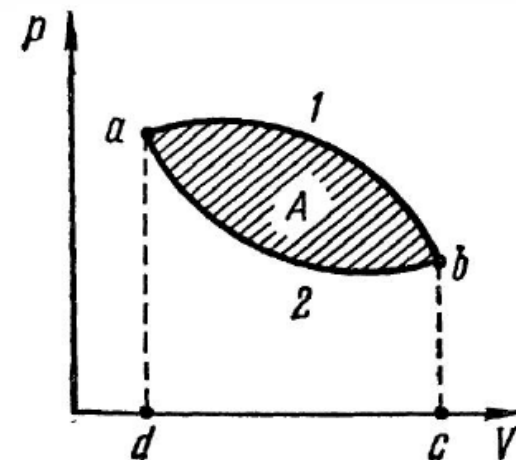


адиабата

## 10. Круговые процессы. Обратимые и необратимые процессы. Цикл Карно

Круговым процессом, или циклом, называется процесс, в результате которого система, пройдя через ряд состояний, возвращается в исходное состояние.

Если круговой процесс идет по часовой стрелке ( $a \rightarrow 1 \rightarrow b \rightarrow 2 \rightarrow a$ ), то работа будет положительной ( $A > 0$  – цикл называется **прямым**); если же круговой процесс идет против часовой стрелки ( $a \rightarrow 2 \rightarrow b \rightarrow a$ ), то отрицательной ( $A < 0$  – цикл называется **обратным**). Прямой цикл используется в тепловых, а обратный цикл – в холодильных машинах.



Термодинамический процесс называется **обратимым**, если он может происходить как в прямом, так и в обратном направлении, причем при проведение его сначала в прямом а затем в обратном направлении система возвращается в исходное состояние, при этом ни в окружающей среде, ни в этой системе не происходит никаких изменений.

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

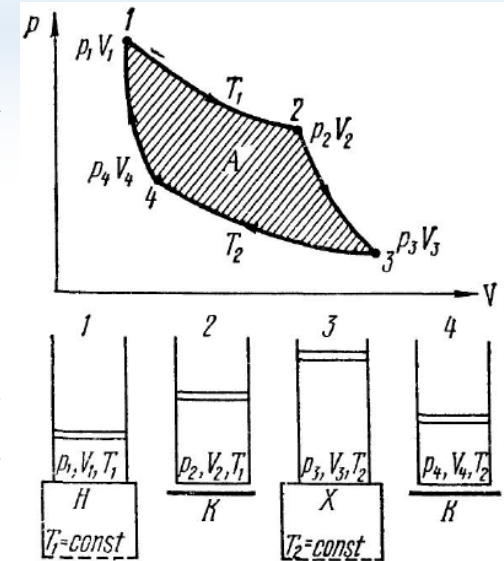
## 10. Круговые процессы. Обратимые и необратимые процессы. Цикл Карно

В 1824 г. французский инженер Сади Карно теоретически рассмотрел работу идеальной тепловой машины, состоящей из одного моля идеального газа {рабочее тело}, заключенного в цилиндр под поршнем, нагревателя и холодильника.

Цикл проводился по часовой стрелке. В результате цикла газ, получив количество теплоты  $Q_1$  от нагревателя и передав часть этого количества теплоты  $Q_2$  холодильнику, совершает положительную работу, равную

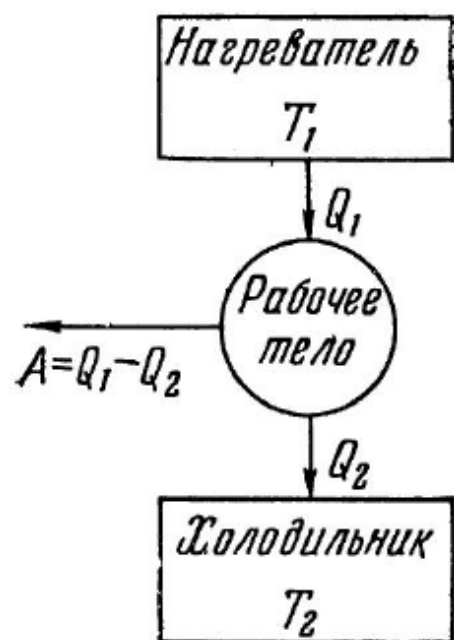
$$A = Q_1 - Q_2 \Rightarrow A < Q_1$$

Невозможен процесс в котором все получаемое от нагревателя количество теплоты целиком расходуется на совершение работы, часть этого количества теплоты должна быть отдана холодильнику - одна из формулировок второго начала термодинамики.



## 10. Круговые процессы. Обратимые и необратимые процессы. Цикл Карно

Из теоремы Карно следует что *тепловая машина* должна работать по схеме:



Коэффициент полезного действия идеальной тепловой машины:

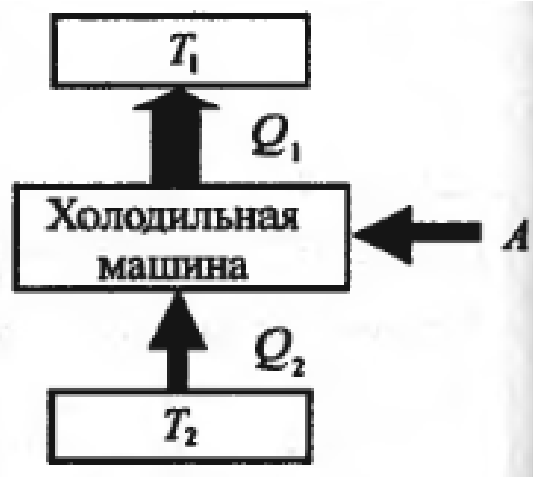
$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

$$\text{или } \eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

откуда следует, что коэффициент полезного действия идеальной тепловой машины меньше единицы. Для его повышения необходимо увеличивать разность температур нагревателя и холодильника.

## 10. Круговые процессы. Обратимые и необратимые процессы. Цикл Карно

Периодически действующая установка, в которой за счет работы внешних сил теплота передается телу с более высокой температурой – *холодильная машина*.



Для кругового процесса  $Q = A$ , но, согласно 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 температуре  $T_1$ , больше количества теплоты  $Q_2$ , полученного от источника теплоты при более низкой температуре  $T_2$ , на величину работы, совершённой над системой.

Эффективность холодильной машины характеризуют холодильным коэффициентом:

$$\eta' = \frac{Q_2}{A} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2},$$

где  $A$  – работа которая затрачивается на приведение холодильной машины в действие.

## 11. Второе начало термодинамики

**Первая теорема Карно** гласит, что коэффициент полезного действия тепловой машины, работающей по циклу Карно, зависит только от температуры нагревателя  $T_1$  и  $T_2$  холодильника, но не зависит от устройства машины, а также от вида рабочего вещества.

**Вторая теорема Карно** гласит – коэффициент полезного действия всякой тепловой машины не может превосходить коэффициент полезного действия машины, работающей по циклу Карно (идеальной) с теми же температурами нагревателя и холодильника.

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

**Формулировка Кельвина** второго начала термодинамики - невозможен процесс, единственным результатом которого является превращение всей теплоты, полученной от нагревателя, в эквивалентную ей работу.



## *11. Второе начало термодинамики*

*Формулировка Томпсона – Планка* - невозможен вечный двигатель второго рода.

*Формулировка Клаузиуса* - невозможен процесс, единственным результатом которого является передача энергии в форме теплоты от холодного тела к горячему.

## 12. Приведенная теплота. Неравенства Клаузиуса

Из второй теоремы Карно имеем:  $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}$

$$\Rightarrow 1 + \frac{Q_2}{Q_1} - 1 + \frac{T_2}{T_1} \leq 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{знак} = - \text{ относятся к обратимыми процессами} \\ \text{знак} < - \text{ к необратимым процессам} \end{array} \right\}$$

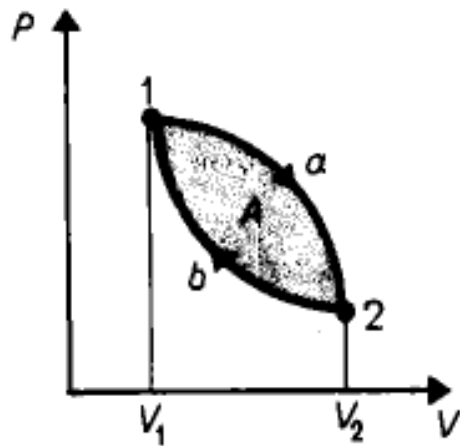
$$\Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad \text{неравенства Клаузиуса}$$

$$\Rightarrow \frac{Q}{T} - \text{приведенная теплота.}$$

Для кругового процесса:  $\oint \frac{\partial Q}{T} \leq 0$  неравенства Клаузиуса для элементарного количества теплоты.

### 13. Приведенная теплота. Неравенства Клаузиуса

Покажем, что в случае обратимого кругового процесса сумма приведенных теплот сообщаемых телу, не зависит от пути по которому шел процесс.



$$\int_{1a2} \frac{\partial Q}{T} + \int_{2b1} \frac{\partial Q}{T} = 0; \Rightarrow \int_{1a2} \frac{\partial Q}{T} - \int_{1b2} \frac{\partial Q}{T} = 0; \Rightarrow$$

$$\int_{1a2} \frac{\partial Q}{T} = \int_{1b2} \frac{\partial Q}{T};$$

Приведенное тепло, получаемое системой в квазистатическом процессе, не зависит от пути перехода и определяется только начальным и конечным состояниями системы.

## 14. Энтропия термодинамической системы и закон ее возрастания

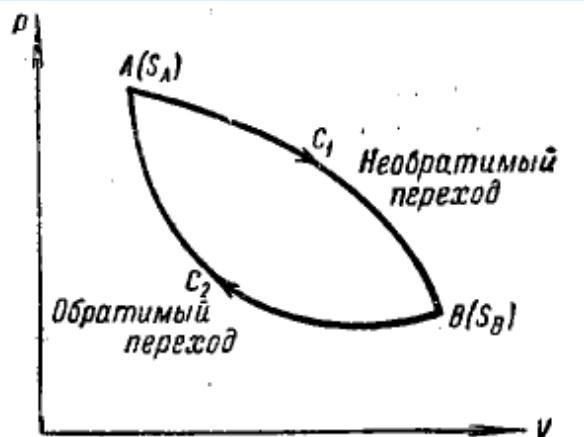
Функция состояния, дифференциалом которой является  $\partial Q/T$ , называется энтропией и обозначается  $S$ .

$$dS = \left( \frac{\partial Q}{T} \right)_{\text{обратимом}} \Rightarrow \Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\partial Q}{T}$$

### Свойства энтропии:

- а) энтропия системы нескольких тел равна сумме энтропии каждого тела – т.е. является аддитивной величиной.
- б) в равновесных процессах без передачи тепла энтропия не меняется. Поэтому равновесные адиабатические процессы называют также изоэнтропическими.
- в) при постоянном объеме энтропия является монотонно возрастающей функцией внутренней энергии тела.
- г) энтропия определяется только с точностью до произвольной постоянной.

## 14. Энтропия термодинамической системы и закон ее возрастания



Обратимый и необратимый переходы между состояниями A и B.

Для необратимого кругового процесса  $AC_1BC_2A$  имеем:

$$\int_{AC_1B} \frac{\partial Q}{T} + \int_{BC_2A} \frac{\partial Q}{T} \leq 0$$

для обратимого процесса  $\Rightarrow \int_{BC_2A} \frac{\partial Q}{T} = S_A - S_B \Rightarrow$

$$\int_{AC_1B} \frac{\partial Q}{T} + (S_A - S_B) \leq 0 \Rightarrow S_B - S_A \geq \int_{AC_1B} \frac{\partial Q}{T}; \Delta S \geq \int_{AC_1B} \frac{\partial Q}{T}$$

для теплоизолированной системы  $\partial Q = 0 \Rightarrow \Delta S \geq 0$

При совершении в изолированной системе обратимых процессов, ее энтропия остается неизменной. А необратимых - энтропия возрастает. Энтропия изолированной системы не может уменьшаться ни при каких процессах.

## 14. Энтропия термодинамической системы и закон ее возрастания

Изменение энтропии идеального газа участвующего в различных квазистатических процессах:

1) Адиабатический процесс (изоэнтропийный процесс):

$$\delta Q = 0 \quad \longrightarrow \quad \Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad \longrightarrow \quad S = \text{const.}$$

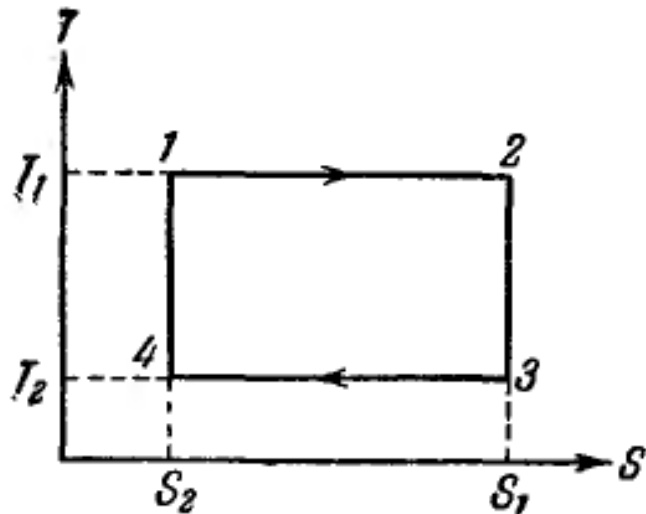
2) Изотермический процесс:  $\Delta S = \frac{m}{M} \left( C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right)_{T=\text{const}} = \frac{m}{M} R \ln \frac{V_2}{V_1}$

3) Изохорный процесс:  $\Delta S = \frac{m}{M} \left( C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right)_{V=\text{const}} = \frac{m}{M} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$

4) Изобарный процесс:  $\Delta S = \frac{m}{M} \left( C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right)_{p=\text{const}} = \frac{m}{M} C_p \ln \frac{T_2}{T_1}$

## 14. Энтропия термодинамической системы и закон ее возрастания

Используя понятие энтропии, можно сказать, что цикл Карно состоит из двух изотерм и двух изоэнтроп.



$$dS = \frac{\partial Q}{T} \Rightarrow \partial Q = TdS \Rightarrow Q = \int_1^2 TdS = T(S_2 - S_1)$$

$$Q_{12} = T_1(S_1 - S_2); \quad Q_{34} = T_2(S_2 - S_1)$$

$$A = Q_{12} + Q_{34} = T_1S_1 - T_1S_2 + T_2S_2 - T_2S_1 = (T_1 - T_2)(S_1 - S_2)$$

$$\eta = \frac{A}{Q_{12}} = \frac{(T_1 - T_2)(S_1 - S_2)}{T_1(S_1 - S_2)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

## 15. Статистическое толкование второго закона термодинамики

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.

Согласно Больцману (1872), энтропия  $S$  системы и термодинамическая вероятность  $W$  связаны между собой следующим образом:

$$S = k \ln W$$

Формула Больцмана позволяет дать энтропии следующее статистическое толкование: энтропия является мерой неупорядоченности системы.

