
Лекции по физике.

Молекулярная физика и ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

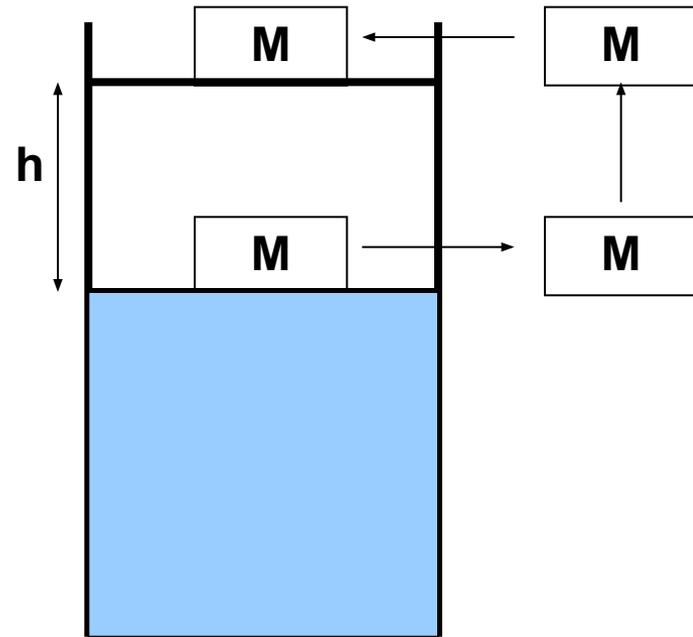
Второе начало термодинамики.
Тепловые двигатели. Энтропия. Цикл
Карно

Обратимые и необратимые процессы

- **Обратимым** называют процесс, допускающий возможность возвращения системы в первоначальное состояние без того, чтобы в окружающей среде остались какие-либо изменения
- Обратимым может быть лишь равновесный процесс, но не всякий равновесный процесс обратим

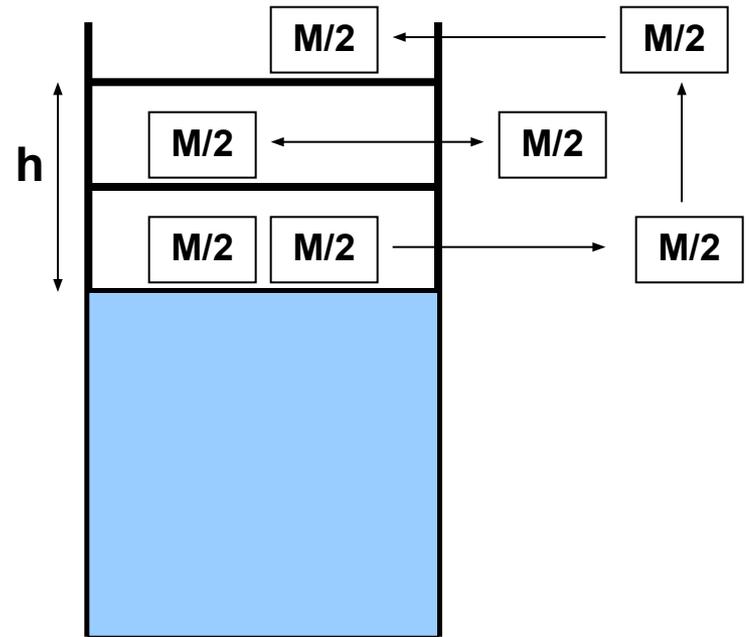
Обратимые и необратимые процессы

- **Пример.** Рассмотрим систему из газа, находящегося в цилиндре под поршнем, на котором установлен груз
- Уберём груз. Газ расширится.
- Чтобы вернуть газ в исходное положение надо поднять груз на высоту h , совершив работу $A=Mgh$, и положить его на поршень
- Процесс не обратимый



Обратимые и необратимые процессы

- Разобьём груз на две равных части
- Теперь, чтобы расширить и сжать газ в исходное состояние, надо затратить работу $A=Mgh/2$
- Если мы будем производить перемещение поршня на бесконечно малые расстояния, то получим обратимый процесс



Обратимые и необратимые процессы

- Пример равновесного необратимого процесса – теплообмен
- Компенсацией за осуществление необратимых круговых процессов является перевод энергии из одной формы в другую. В этом проявляется неэквивалентность различных форм энергии
- Тепловая энергия оказывается менее ценным видом энергии, чем другие

Второе начало термодинамики

- **Второе начало термодинамики** констатирует неэквивалентность различных видов энергии. Оно постулирует направление протекания тепловых процессов
- **Формулировка Клаузиуса:** Теплота не может самопроизвольно переходить от тела менее нагретого к более нагретому

Второе начало термодинамики

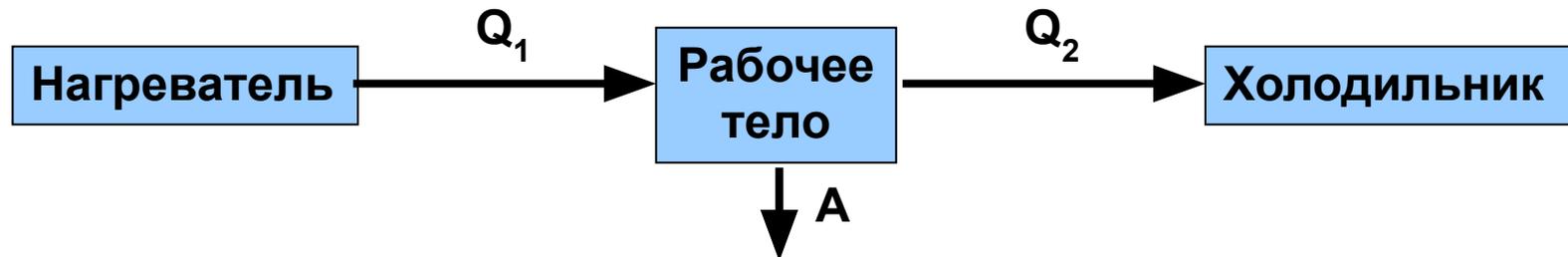
- **Формулировка Томсона.** Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого было бы совершение работы за счёт охлаждения теплового резервуара
- Устройство, которое позволяло бы осуществлять этот процесс, называется вечным двигателем второго рода

Второе начало термодинамики

- Второе начало Т.Д. накладывает запрет на вечный двигатель второго рода
- Из второго начала Т.Д. можно получить множество конкретных результатов с помощью метода циклов и метода термодинамических функций

Тепловые двигатели

- **Тепловой двигатель** – это устройство, в котором совершается циклический Т.Д. процесс
- В любом тепловом двигателе тепло передаётся от нагревателя к рабочему телу, а затем к холодильнику. При этом совершается полезная работа

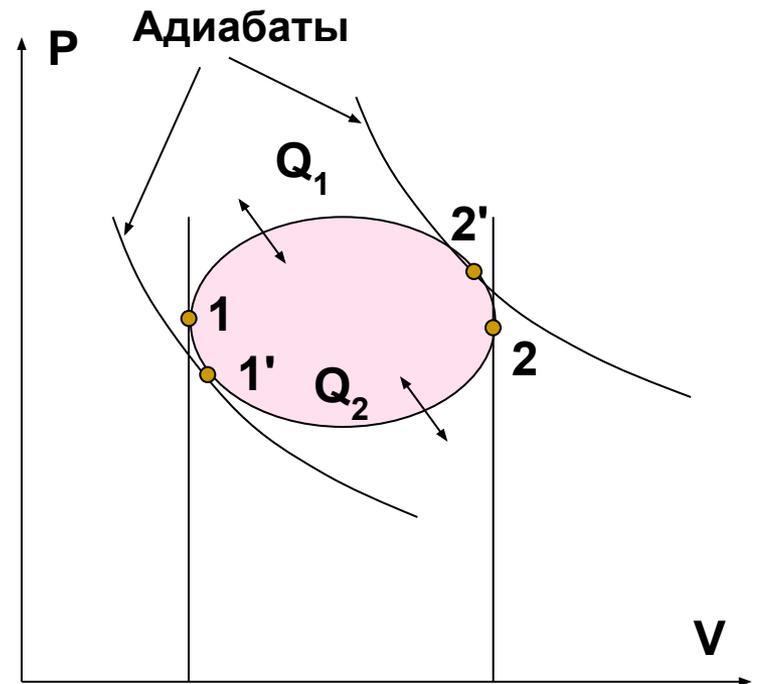


Тепловые двигатели



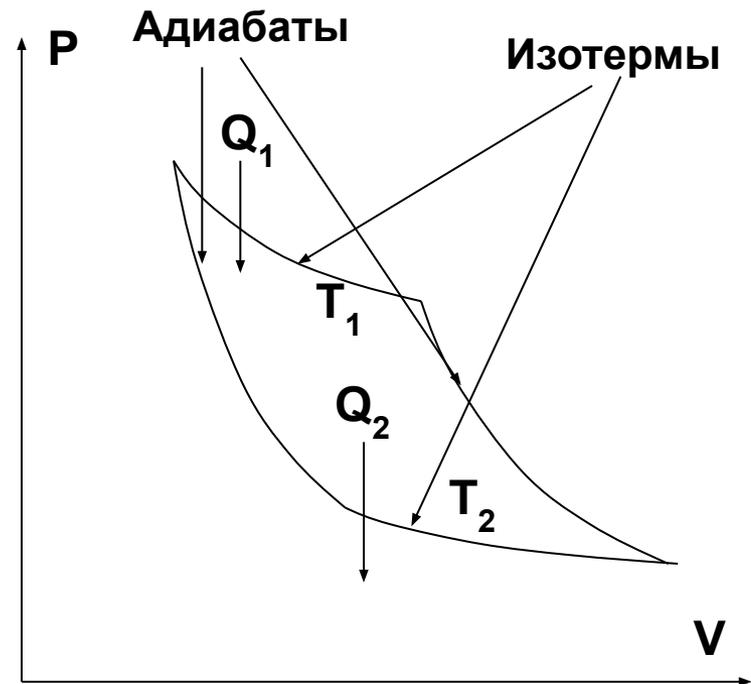
Метод циклов

- В циклическом процессе $\Delta U=0 \rightarrow Q=A=Q_1-Q_2$
- При переходе $1 \rightarrow 2$ работа совершается системой, а при переходе $2 \rightarrow 1$ над системой
- При переходе $1' \rightarrow 2'$ тепло передаётся системе, а при переходе $2' \rightarrow 1'$ от системы
- КПД теплового двигателя $\eta=A/Q_1=(Q_1-Q_2)/Q_1$



Цикл Карно

- Цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат
- Теплоёмкости в адиабатическом и изотермическом процессах не зависят от рабочего тела, поэтому их рассмотрение позволяет выявить ряд общих закономерностей



Цикл Карно

- **Первая теорема Карно:** Коэффициент полезного действия тепловой машины, работающей по циклу Карно, зависит только от температур нагревателя и холодильника и не зависит от устройства машины и типа рабочего тела

Цикл Карно

- Для идеального газа:

$$Q_1 = RT_1 \ln(V_2/V_1)$$

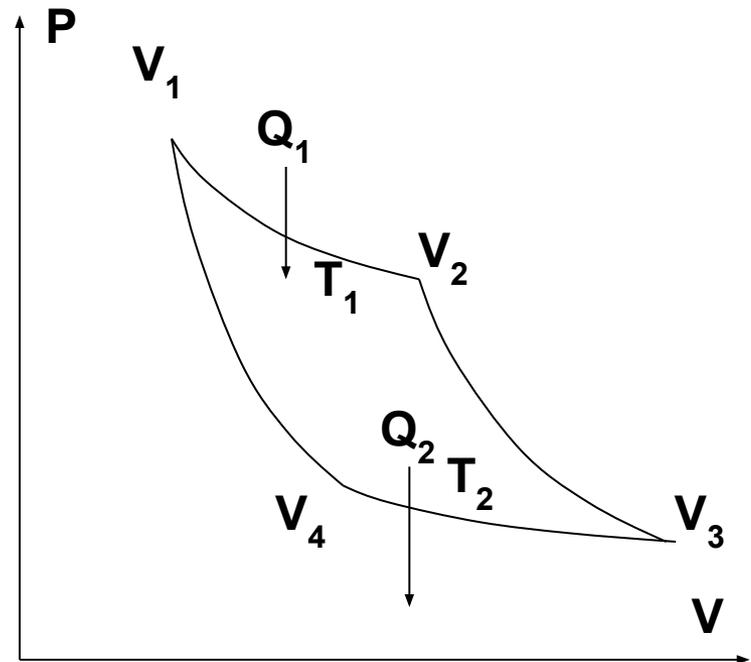
$$Q_2 = RT_2 \ln(V_4/V_3)$$

$$A = Q_1 - Q_2 = RT_1 \ln(V_2/V_1) - RT_2 \ln(V_3/V_4)$$

$$\eta = A/Q_1 = [RT_1 \ln(V_2/V_1) - RT_2 \ln(V_3/V_4)] / RT_1 \ln(V_2/V_1)$$

- Из уравнения адиабаты:

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

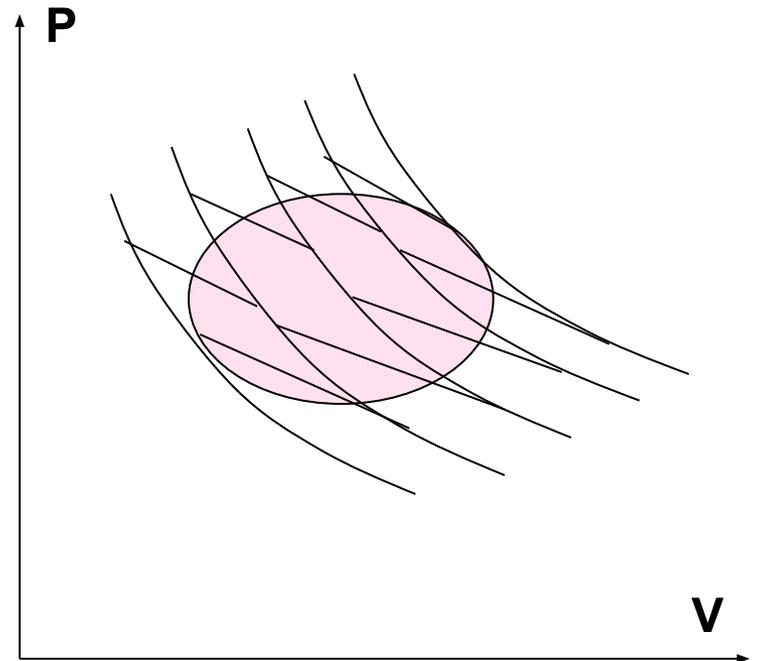


Цикл Карно

- $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$ и $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1} \rightarrow$
 $V_2/V_1 = V_3/V_4 \rightarrow$
 $\eta = (T_1 - T_2)/T_1 = 1 - T_2/T_1$
- Для повышения КПД надо повышать температуру нагревателя и понижать температуру холодильника
- $\eta = (Q_1 - Q_2)/Q_1 = (T_1 - T_2)/T_1 \rightarrow$
 $Q_1/T_1 = Q_2/T_2$
- Величина Q/T называется приведённой теплотой

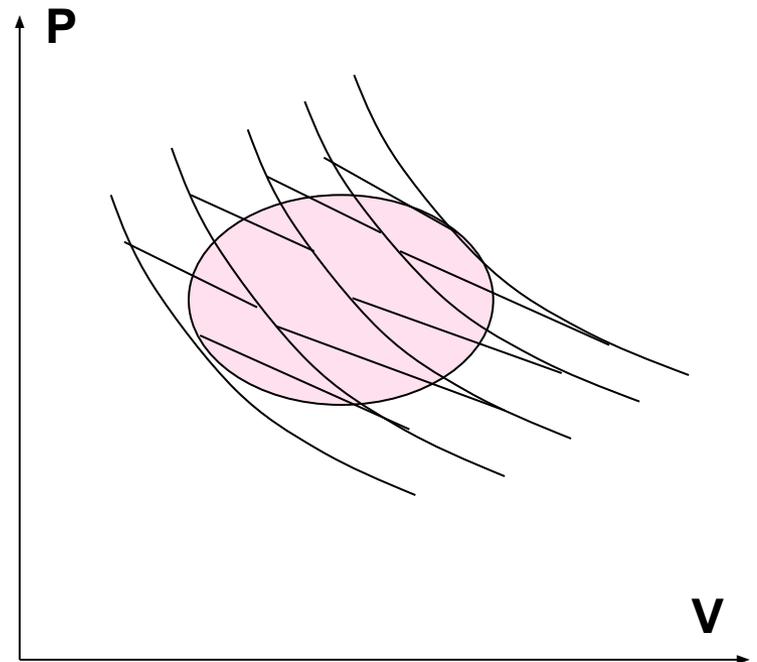
Цикл Карно

- Вторая теорема Карно: КПД любого цикла не может быть больше, чем КПД цикла Карно - $\eta = 1 - T_2/T_1$, где под T_1 понимается максимальная, а под T_2 минимальная температура



Энтропия

- Рассмотрим произвольный равновесный цикл. Аппроксимируем его малыми циклами Карно
- Для каждого цикла K можно записать:
$$Q_{1i}/T_{1i} - Q_{2i}/T_{2i} = 0$$
- Просуммировав по всем циклам получим:
$$\sum Q_k/T_k = 0$$
- Т.о. получаем, что dQ/T – дифференциал некоторой T . Д. функции
- Назовём эту функцию **энтропией**



Энтропия

- **Энтропия** – это такая функция состояния, дифференциал которой связан с элементарным тепловым эффектом в обратимом процессе соотношением:

$$dQ = TdS \quad (*)$$

- Энтропия S имеет размерность теплоёмкости
- С учётом (*) первое начало Т.Д. можно выразить как:

$$TdS = dU + PdV$$

- Отсюда, зная термическое и калорическое уравнения, состояния можно найти зависимость энтропии от Т.Д. параметров

Энтропия

- Найдём энтропию идеального газа
- Из $dU=c_v dT$ и $P/T=R/V$ следует что:
 $dS=c_v dT/T+RdV/V \rightarrow \mathbf{S(T,V)=c_v \ln T+R \ln V}$
при $c_v = \text{const}$
- Можно S выразить через T и P :
 $\mathbf{S(T,P)=c_p \ln T-R \ln P}$

Энтропия

- Определение энтропии через теплоту встречает одну трудность. В точке $T=0$ интеграл $\int dQ/T$ может расходиться
- Эта неопределённость устраняется **постулатом Нернста**, называемым иногда **третьим началом термодинамики**

Постулат Нернста

- Постулат Нернста сводится к двум утверждениям:
 1. При приближении к абсолютному нулю энтропия стремится к определённому конечному пределу. Можно положить $S(T=0)=0$
 2. Все равновесные процессы при $T=0$ происходят без изменения энтропии. В частности, при $T=0$ S не зависит от объёма

Статистическая интерпретация энтропии

- Вероятность состояния пропорциональна его статистическому весу Ω , т.е. числу микроскопических способов, которым может быть осуществлено данное макросостояние
- Разобьём некоторую Т.Д. систему на две подсистемы, которые находятся в состояниях со стат. весами Ω_1 и Ω_2
- Число способов, которыми может реализоваться данное состояние системы:

$$\Omega = \Omega_1 \cdot \Omega_2$$

Статистическая интерпретация энтропии

- Т.о. логарифм стат. веса является аддитивной функцией состояния системы:
$$\ln\Omega = \ln\Omega_1 + \ln\Omega_2$$
- Энтропия системы:
$$S = k \cdot \ln\Omega \quad (**)$$

где k – постоянная Больцмана
- Формула (**) называется **формулой Больцмана**

Статистическая интерпретация энтропии

- Т.к. равновесным состоянием является состояние с наибольшим стат. весом (и наибольшей энтропией), то можно заключить, что при протекании необратимых процессов энтропия изолированной системы возрастает
- Энтропия системы, находящейся в равновесном состоянии, максимальна

Статистическая интерпретация энтропии

- При протекании обратимых процессов энтропия изолированной системы остаётся постоянной
- Энтропия равновесной системы не остаётся строго постоянной она претерпевает флуктуации
- Второй закон термодинамики, иногда называемый законом возрастания энтропии, утверждает, что энтропия изолированной системы может только возрасть либо оставаться неизменной:

$$\Delta S \geq 0$$

КОНЕЦ ЛЕКЦИИ
