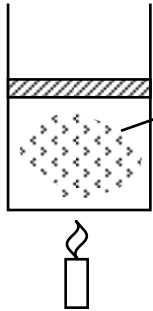


ЛЕКЦИЯ № 14

14. Тепловые двигатели и их КПД. Цикл Карно

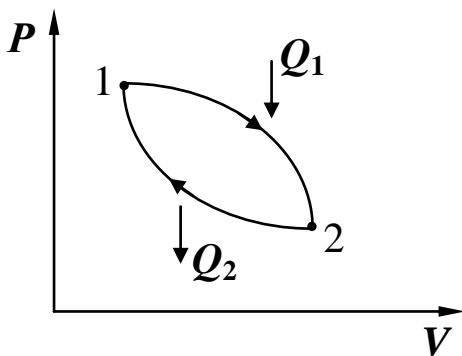
Из первого закона термодинамики следует возможность совершения системой частиц механической работы за счет тепла, полученного от тела с большей температурой – «нагревателя».

$$Q = \Delta W_{\text{вн}} + A.$$



$$A = \int P dV \text{ – одnorазовое действие!}$$

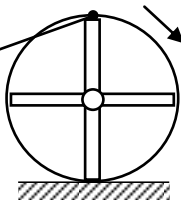
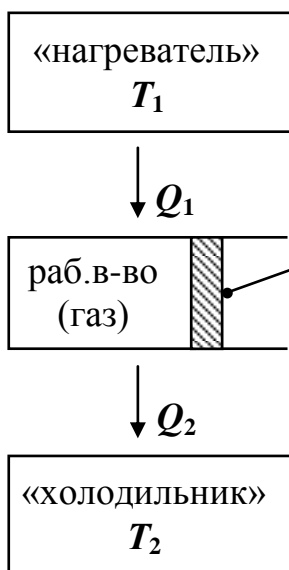
Для возвращения системы в исходное состояние нужно часть тепла отдавать телу с меньшей температурой – «холодильнику» (при этом система совершает замкнутый цикл).



Q_1 – подводимое тепло от «нагревателя»;

Q_2 – отдаваемое тепло «холодильнику»

Схема работы тепловой машины



$$A = Q_1 - Q_2$$

Демонстрации:

№21. Модель тепловой машины.

№22. Модель теплового двигателя.

Так как не все полученное от «нагревателя» тепло Q_1 идет на работу машины, значит, любая тепловая машина обладает КПД:

$$\text{КПД} = \eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \quad (14-1)$$

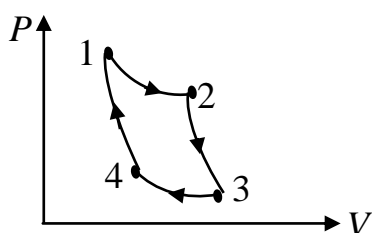
КПД теплового двигателя всегда $< 100\%$

(– тепловые электростанции $\eta \sim 35-40\%$,

– двигатели внутреннего сгорания $\eta \sim 40-50\%$).

Основная задача при разработке тепловых двигателей – повышение КПД!

Французский физик и теплотехник Сади Карно предложил в качестве рабочего вещества использовать идеальный газ, а замкнутый цикл составить из двух изотермических и двух адиабатных процессов.



1-2 – изотермическое расширение $T_1 = \text{const}$

2-3 – адиабатное расширение

3-4 – изотермическое сжатие $T_2 = \text{const}$

4-1 – адиабатное сжатие

1-2 – изотермическое расширение $T_1 = \text{const}$

$$Q_1 = A_{T_1} = \nu R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

2-3 – адиабатное расширение

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{\gamma-1}, \quad A_{23} = -\Delta W_{\text{вн}23} = -\frac{i}{2} \nu R (T_2 - T_1)$$

3-4 – изотермическое сжатие $T_2 = \text{const}$

$$A_{T_2} = \nu R T_2 \ln \frac{V_4}{V_3}$$

4-1 – адиабатное сжатие

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_4}{V_1} \right)^{\gamma-1}, \quad A_{41} = -\Delta W_{\text{вн}41} = -\frac{i}{2} \nu R (T_1 - T_2)$$

$$\frac{V_3}{V_2} = \frac{V_4}{V_1} \rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \rightarrow A_{T_2} < 0$$

Тогда КПД тепловой машины, работающей по замкнутому циклу Карно,

$$\eta_c = \frac{A}{Q_1} = \frac{A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41}}{Q_1} = \frac{\nu R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1} + \nu R T_2 \ln \frac{V_4}{V_3}}{\nu R T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}},$$

$$\eta_c = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (14-2)$$

т. е. КПД такой машины зависит только от температур «нагревателя» и «холодильника».

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} < \eta_c = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Тепловую машину, использующую в качестве рабочего вещества идеальный газ и работающую по замкнутому циклу Карно, состоящего из двух изотермических и двух адиабатных процессов, называют идеальной тепловой машиной Карно.

Из первого закона термодинамики

$$Q = \Delta W_{\text{вн}} + A$$

следует, что для замкнутого цикла $\oint dW_{\text{вн}} = 0$, тогда $A = Q$, т. е. работу можно произвести за счет получаемого тепла.

При этом видно, что нельзя совершать работу по величине больше, чем полученная тепловая энергия ($A \leq Q$).

Если бы это было возможным, то такая тепловая машина была бы вечным двигателем – вечный двигатель I-го рода.

Тогда первый закон термодинамики можно сформулировать: **вечный двигатель I-го рода невозможен!**

Чтобы КПД тепловой машины стал 100%, казалось, нужно не отдавать тепло «холодильнику»...

Тепловая машина, работающая только за счет полученного от «нагревателя» тепла (например, от мирового океана), называется **вечным двигателем II-го рода.**

Объем воды в мировом океане $V \sim 10^{18} \text{ м}^3 \rightarrow m = \rho V \sim 10^{21} \text{ кг}$.

Если воду охладить на 1° , то выделится количество тепла

$$Q = mc\Delta T \sim 10^{21} \cdot 10^3 \cdot 1 \sim 10^{24} \text{ Дж.}$$

Для получения такого же количества тепла нужно сжечь каменный уголь массой

$$m_{\text{угля}} = \frac{Q}{q_{\text{угля}}} = \frac{10^{24}}{10^7} \sim 10^{17} \text{ кг.}$$

Масса одного вагона с углем $\sim 70 \text{ т} = 7 \cdot 10^4 \text{ кг}$, тогда потребуется $\sim 10^{12}$ вагонов !!!

$\ell_{\text{вагона}} \sim 20 \text{ м} \rightarrow L \sim 10^{13} \text{ м} = 10^{10} \text{ км} \sim$ это размер нашей Солнечной системы!!!

Значит, $Q_2 \neq 0$ **вечный двигатель II-го рода невозможен!**

15. Второй закон (второе начало) термодинамики и его статистический смысл

Первый закон (первое начало) термодинамики – это фактически закон сохранения энергии в тепловых процессах. Он не дает ответа на вопрос о направленности тепловых процессов в природе.

Первому закону не противоречил бы, например, процесс, в котором бы тепло от менее нагретого тела переходило бы к более нагретому телу ($-\Delta W_{\text{вн1}} = +\Delta W_{\text{вн2}}$, т. е. при этом на сколько энергия первого тела уменьшится, на столько же энергия второго тела должна возрасти). Но такой процесс самопроизвольно протекать не может.

Ответ на вопрос о направленности тепловых процессов в природе дает второй закон термодинамики. Определяющее значение в формулировке второго закона термодинамики играет энтропия.

Термодинамика не дает ответа на вопрос «что такое энтропия?», она лишь связывает изменение энтропии dS с приведенной теплотой $\frac{\delta Q}{T}$.

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

Термодинамической вероятностью состояния (или статистическим весом) системы частиц G называется количество микросостояний, которыми можно реализовать данное макросостояние системы, т. е. статистический вес фактически определяет насколько система частиц упорядочена.

Австрийский физик-теоретик Л. Больцман теоретически показал, что энтропия системы частиц связана со статистическим весом формулой

$$S = k_B \ln G, \quad (14-3)$$

т. е. энтропия пропорциональна статистическому весу, значит, энтропия является количественной мерой упорядоченности (беспорядка) в системе частиц (с ростом G растет беспорядок в системе частиц, значит, это приводит к росту энтропии S и, наоборот, с уменьшением G будет уменьшаться и энтропия S).

Итак, с точки зрения термодинамики и статистической физики изменение энтропии определяется приведенной теплотой и при этом происходит изменение статистического веса системы:

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}; \quad \Delta S = k_B \ln \frac{G_2}{G_1}.$$

Если система частиц не теплоизолирована, то при подведении к ней тепловой энергии ее энтропия будет нарастать $\Delta S > 0$, а при отведении тепла – убывать $\Delta S < 0$.

Если же система частиц теплоизолирована ($\delta Q = 0$), то если в ней протекают равновесные процессы (например, адиабатный, где $S = \text{const}$), тогда $\Delta S = 0$, а если в теплоизолированной системе возникает какое-либо неравновесное состояние (неравенство давлений, температур и т. п.), это приводит к появлению неравновесных процессов (диффузия, теплопроводность и др.), в которых статистический вес, а значит и энтропия будут нарастать, и по достижению положения равновесия $S = S_{\text{max}}$ и далее не будет меняться.

Т. о. в теплоизолированной системе частиц возможны только такие тепловые процессы, в которых энтропия не убывает, т. е.

$$\Delta S \geq 0 \quad (14-4)$$

(при протекании равновесного (обратимого) процесса $G = \text{const}$ и $S = \text{const}$, тогда $\Delta S = 0$, а при протекании неравновесного (необратимого) процесса G возрастает, значит S возрастает, тогда $\Delta S > 0$).

Это утверждение называют **современной формулировкой второго закона (второго начала) термодинамики или законом возрастания энтропии.**

Если энергия в замкнутой системе не может ни производиться, ни уничтожаться ($W = \text{const}$), то **энтропия может создаваться!** И она действительно создается (увеличивается) во всяком процессе перехода из неравновесного состояния в равновесное.

Значит, **энтропия является количественной мерой беспорядка в системе частиц!**

Для молекул H_2O можно написать:

$$S_{\text{пара}} > S_{\text{воды}} > S_{\text{льда}}.$$

Если распространить формулировку второго закона термодинамики на всякие процессы, происходящие во Вселенной, то тогда любой неравновесный процесс, стремящийся к равновесию, будет увеличивать энтропию Вселенной, а достигнув максимума, энтропия далее будет оставаться постоянной (с ростом энтропии возрастает хаос в системе). Значит, в будущем Вселенную ожидает полный хаос во всем! Всякие направленные процессы (в том числе и в общественной жизни) прекратятся!

Это состояние Вселенной было названо **«тепловой смертью Вселенной»!**

Л. Больцман – Вселенная – незамкнутая система, в ней происходят флуктуационные процессы, в которых энтропия может и убывать и увеличиваться!

Другой предельный случай: система максимально упорядочена, например, кристаллическое тело при $T = 0 \text{ К}$ (всякое движение частиц прекращено). В этом случае есть только единственный микроспособ реализовать такую систему $G_{\min} = 1$, тогда

$$\text{при } T \rightarrow 0, S \rightarrow 0!$$

При стремлении абсолютной температуры системы частиц к нулю, энтропия такой системы тоже стремится к нулю.

Это утверждение называют **теоремой Нернста** или, иногда, **третьим законом (третьим началом) термодинамики.**

Исторически, второй закон термодинамики имел несколько других формулировок:

Томсон (1851 г.):

Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого было бы производство работы за счет тепла, полученного от нагревателя.

Планк конкретизировал, в чем должно выражаться производство работы:

Невозможно построить периодически работающую машину, единственным результатом которой было бы поднятие груза только за счет тепла, полученного от нагревателя.

Если бы такое было возможно, это был бы вечный двигатель! → вечный двигатель второго рода!

Т. о. второй закон термодинамики можно сформулировать и так: вечный двигатель второго рода невозможен!

Клаузиус (1850 г.):

Невозможен процесс, при котором тепло самопроизвольно переходит от тела менее нагретого к телу более нагретому.

T_1	T_2
-------	-------

$$T_1 \neq T_2 \quad V = \text{const} \quad \delta A_V = 0$$

$$dS = dS_1 + dS_2 = \frac{dW_{\text{вн1}}}{T_1} + \frac{dW_{\text{вн2}}}{T_2}$$

$$dW_{\text{вн1}} = -dW_{\text{вн2}} \text{ (из первого закона термодинамики)}$$

$$dS = dW_{\text{вн1}} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \geq 0$$

Тогда, если $T_1 > T_2 \rightarrow dW_{\text{вн1}} < 0$ и, наоборот,
если $T_1 < T_2 \rightarrow dW_{\text{вн1}} > 0$,

т. е., тепло самопроизвольно пойдет от более нагретого тела к менее нагретому.

«холодильник»!

Работа бытового холодильника, в котором тепло переходит от холодной морозильной камеры к теплу окружающему воздуху, не противоречит второму закону термодинамики, т. к. холодильник – не замкнутая система, он подключен к электрической сети.

Для замкнутого равновесного (обратимого) цикла Карно, по которому работает идеальная тепловая машина, можно записать:

$$\eta = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \rightarrow \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

Но если в замкнутом цикле есть необратимые (неравновесные) процессы, тогда

$$1 - \frac{Q_2}{Q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1} \rightarrow \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} < 0$$

Объединяя эти два соотношения, можно записать, что для замкнутого цикла

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} \leq 0 \quad (14-5)$$

Это соотношение, являющееся общим выражением второго закона термодинамики, называется **неравенством Клаузиуса**.

Если $dS = \frac{\delta Q}{T}$, тогда

$$\Delta S = S_2 - S_1 \geq \oint \frac{\delta Q}{T}.$$

В изолированной системе ($\delta Q = 0$) энтропия либо не меняется $\Delta S = 0$ (для равновесных процессов), либо увеличивается $\Delta S > 0$ (для неравновесных процессов).

Для неизолированной системы ($\delta Q \neq 0$) для равновесных процессов $dS = \frac{\delta Q}{T}$, а для неравновесных процессов $dS > \frac{\delta Q}{T}$ (энтропия возрастает за счет подводимого тепла и за счет перехода системы из неравновесного состояния в равновесное).