Лекция 19

Тема: Второе и третье начала термодинамики. Тепловые двигатели и холодильные машины

Первое начало термодинамики, выражая закон сохранения и превращения энергии, не позволяет установить направление протекания термодинамических процессов. Кроме того, можно представить множество процессов, не противоречащих первому началу, в которых энергия сохраняется, а в природе они не осуществляются. Появление второго начала термодинамики связано с необходимостью дать ответ на вопрос, какие процессы в природе возможны, а какие нет. Второе начало термодинамики определяет направление протекания термодинамических процессов.

Используя понятие энтропии и неравенство Клаузиуса (Для выяснения физического содержания этого понятия рассматривают отношение теплоты Q, полученной телом в изотермическом процессе, к температуре T теплоотдающего тела, называемое **приведенным количеством теплоты**.

Приведенное количество теплоты, сообщаемое телу на бесконечно малом участке процесса, равно $\delta Q/T$. Строгий теоретический анализ показывает, что приведенное количество теплоты, сообщаемое телу в *любом обратимом круговом процессе,* равно нулю:

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

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 начала термодинамики: *в процессах, происходящих в замкнутой системе, энтропия не убывает.* Здесь существенно, что речь идет о замкнутых системах, так как в незамкнутых системах энтропия может вести себя любым образом (убывать, возрастать, оставаться постоянной). Кроме того, отметим еще раз, что энтропия остается постоянной в замкнутой системе только при обратимых процессах. При необратимых процессах в замкнутой системе энтропия всегда возрастает.

Формула Больцмана ($S = k \ln W$, где k- постоянная Больцмана) позволяет объяснить постулируемое вторым началом термодинамики возрастание энтропии в замкнутой системе при необратимых процессах: *возрастание энтропии* означает переход системы из *менее вероятных в более вероятные* состояния. Таким образом, формула Больцмана позволяет дать статистическое толкование второго начала термодинамики. Оно, являясь статистическим законом, описывает закономерности хаотического движения большого числа частиц, составляющих замкнутую систему.

Укажем еще две формулировки второго начала 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.*

Можно довольно просто доказать (предоставим это читателю) эквивалентность формулировок Кельвина и Клаузиуса. Кроме того, показано, что если в замкнутой системе провести воображаемый процесс, противоречащий второму началу термодинамики в формулировке Клаузиуса, то он сопровождается уменьшением энтропии. Это же доказывает эквивалентность формулировки Клаузиуса (а следовательно, и Кельвина) и статистической формулировки, согласно которой энтропия замкнутой системы не может убывать.

В середине XIX в. возникла проблема так называемой **тепловой смерти Вселенной**. Рассматривая Вселенную как замкнутую систему и применяя к ней второе качало термодинамики, Клаузиус свел его содержание к утверждению, что энтропия Вселенной должна достигнуть своего максимума. Это означает, что со временем все формы движения должны перейти в тепловую. Переход же теплоты от горячих тел к холодным приведет к тому, что температура всех тел во Вселенной сравняется, т. е. наступит полное тепловое равновесие и все процессы во Вселенной прекратятся — наступит тепловая смерть Вселенной. Ошибочность вывода о тепловой смерти заключается в том, что бессмысленно применять второе начало термодинамики к незамкнутым системам, например к такой безграничной и бесконечно развивающейся системе, как Вселенная.

Первые два начала термодинамики дают недостаточно сведений о поведении термодинамических систем при нуле Кельвина.

Они дополняются **третьим началом термодинамика,** или **теоремой Нернста* — Планка:** *энтропия всех тел в состоянии равновесия стремится к нулю по мере приближения температуры к нулю Кельвина:*

$$\lim_{T \to 0} S = 0.$$

Так как энтропия определяется с точностью до аддитивной постоянной, то эту постоянную удобно взять равной нулю. Отметим, однако, что это произвольное допущение, поскольку энтропия по своей *сущности* всегда определяется с точностью до аддитивной постоянной. Из теоремы Нернста — Планка следует, что теплоемкости C_p и C_V при 0 К равны нулю.

Из формулировки второго начала термодинамики по Кельвину следует, что **вечный двигатель второго рода** — периодически действующий двигатель, совершающий работу за счет охлаждения одного источника теплоты, — невозможен. Для иллюстрации этого положения рассмотрим работу теплового двигателя (исторически второе начало термодинамики и возникло из анализа работы тепловых двигателей).

Принцип действия теплового двигателя приведен на рис. 85. От термостата* с более высокой температурой T_1, называемого **нагревателем**, за цикл отнимается количество теплоты Q_1, а термостату с более низкой температурой T_2, называемому **холодильником**, за цикл передается количество теплоты Q_2, при этом совершается работа $A = Q_1 - Q_2$.

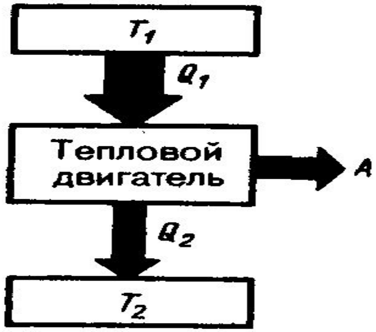

Рисунок 1

теплового двигателя ( ) был равен 1, необходимо выполнение $\eta=\frac{A}{Q_1}=\frac{Q_1-Q_2}{Q_1}=1-\frac{Q_2}{Q_1}$. $Q_2 = 0$, т.е. тепловой двигатель должен иметь один источник теплоты, а это невозможно. Тах, французский физик и инженер Н. Л. С. Карно (1796 — 1832) показал, что для работы теплового двигателя необходимо не менее двух источников теплоты с различными температурами, иначе это противоречило бы второму началу термодинамики.

Двигатель второго рода, будь он возможен, был бы практически вечным. Охлаждение, например, воды океанов на 1° дало бы огромную энергию. Масса воды в Мировом океане составляет примерно 10^{18} т, при охлаждении которой на 1° выделилось бы примерно 10^{24} Дж теплоты, что эквивалентно полному сжиганию 10^{14} т угля. Железнодорожный состав, нагруженный этим количеством угля, растянулся бы на расстояние 10^{10} км, что приблизительно совпадает с размерами Солнечной системы!

Рисунок 2

Процесс, обратный происходящему в тепловом двигателе, используется в холодильной машине, принцип действия которой представлен на рис. 2. Системой за цикл от термостата с более низкой температурой T_2 отнимается количество теплоты Q_2 и отдается термостату с более

Для кругового процесса, согласно (56.1), $Q=A$, 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 температуре T_1 больше количества теплоты Q_2, полученного от источника теплоты при более низкой температуре 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 утверждение есть не что иное, как второе начало термодинамики в формулировке Клаузиуса.

Однако второе начало термодинамики не следует представлять так, что оно совсем запрещает переход теплоты от менее нагретого тела к более нагретому. Ведь именно такой переход осуществляется в холодильной машине. Но при этом надо помнить, что внешние силы совершают работу над системой, т. е. этот переход не является единственным результатом процесса.

Основываясь на втором начале термодинамики, Карно вывел теорему, носящую теперь его имя: из всех периодически действующих тепловых машин, имеющих одинаковые температуры нагревателей (T_1) и холодильников (T_2), наибольшим к. п. д. обладают обратимые машины; при этом к. п. д. 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 температурами нагревателя и холодильника.

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

Цикл Карно изображен на рис. 3, где изотермические расширение и сжатие

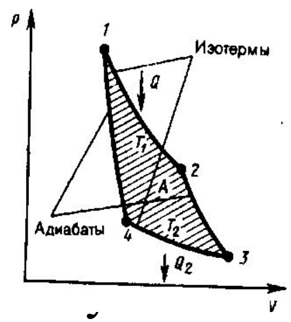

Рисунок 3

етственно кривыми *1—2* и *3—4*, а адиабатические расширение и ривыми *2—3* и *4—1*. При изотермическом процессе U=const, асно

$$Q = A = \frac{m}{M} RT \ln \frac{p_1}{p_2} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

), количество теплоты Q_1, азом от нагревателя, равно работе расширения A_{12}, совершаемой газом при переходе из состояния *1* в состояние *2*:

$$A_{12} = \frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = Q_1.$$

$$A_{23} = -\frac{m}{M} C_V (T_2 - T_1).$$

При адиабатическом расширении *2—3* теплообмен с окружающей средой отсутствует и работа расширения A_{23} совершается за счет изменения внутренней энергии ($\delta A = -dU,$) и ($A = -\frac{m}{M} C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{M} C_V (T_1 - T_2).$):

$$A_{23} = -\frac{m}{M} C_V (T_2 - T_1).$$

Количество теплоты Q_2, отданное газом холодильнику при изотермическом сжатии, равно работе сжатия A_{34}:

$$A_{34} = \frac{m}{M} RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} = -Q_2. \quad (2)$$

Работа адиабатического сжатия

$$A_{41} = -\frac{m}{M} C_V (T_1 - T_2) = -A_{23}.$$

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, как можно показать, определяется площадью, заштрихованной на рис. 3. Термический к. п. д. цикла Карно, согласно ($\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$),

$$\eta = A/Q_1 = (Q_1 - Q_2)/Q_1.$$

Применив уравнение ($TV^{\gamma-1} = \text{const},$) для адиабат *2—3* и *4—1,* получим

$$T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}, \qquad T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1},$$

откуда

$$V_2/V_1 = V_3/V_4. \quad (3)$$

Подставляя (1) и (2) в формулу ($\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$) и учитывая (3), получаем

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} - \frac{m}{M} RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}}{\frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (4)$$

т. е. для цикла Карно к. п. д. действительно определяется только температурами нагревателя и холодильника. Для его повышения необходимо увеличивать разность температур нагревателя и холодильника. Например, при T_1 = 400 К и T_2 = 300 К η = 0,25. Если же температуру нагревателя повысить на 100 К, а температуру холодильника понизить на 50 К, то η = 0,5. К. п. д. всякого реального теплового двигателя из-за трения и неизбежных тепловых потерь гораздо меньше вычисленного для цикла Карно.

Обратный цикл Карно положен в основу действия ***тепловых насосов.*** *В отличие от холодильных машин тепловые насосы должны как можно больше тепловой энергии отдавать горячему телу, например системе отопления. Часть этой энергии отбирается от окружающей среды с более низкой температурой, а часть — получается за счет механической работы, производимой, например, компрессором.*

Теорема Карно послужила основанием для установления ***термодинамической шкалы температур.*** *Сравнив левую и правую части формулы (4), получим*

$$T_2/T_1 = Q_2/Q_1, \quad (5)$$

т. е. для сравнения температур T_1 и T_2 двух тел необходимо осуществить обратимый цикл Карно, в котором одно тело используется в качестве нагревателя, другое — холодильника

Если ток со временем возрастает, то $\frac{dl}{dt} > 0$ и $\xi_i < 0$, т. е. ток самоиндукции направлен навстречу току, обусловленному внешним источником, и замедляет его возрастание. Если ток со временем убывает, то $\frac{dl}{dt} < 0$ и $\xi_i > 0$, т. е. индукционный ток имеет такое же направление, как и убывающий ток в контуре, и замедляет его убывание. Таким образом, контур, обладая определенной индуктивностью, приобретает электрическую инертность, заключающуюся в том, что любое изменение тока тормозится тем сильнее, чем больше индуктивность контура

Рассмотрим два неподвижных контура (1 и 2), расположенных достаточно близко друг от друга (рис. 4). Если в контуре 1 течет ток I_1 то магнитный поток, создаваемый этим током (поле, создающее этот поток, на рисунке изображено сплошными линиями), пропорционален I_1

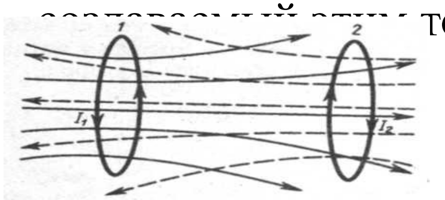

Рисунок 4

Обозначим через Φ_{21} ту часть потока, которая пронизывает контур 2. Тогда

$$\Phi_{21} = L_{21} I_1 \quad (9)$$

где L_{21} — коэффициент пропорциональности.

Если ток I_1 изменяется, то в контуре 2 индуцируется э.д.с. ξ_{i2}, которая по закону Фарадея (2) равна и противоположна по знаку скорости изменения магнитного потока Φ_{21} созданного током в первом контуре и пронизывающего второй:

$$\xi_s = \frac{d\Phi_{21}}{dt} = -L_{21}\frac{dl_1}{dt}$$

Анологично, при протекании в контуре 2 тока I_2 магнитный поток (его поле изображено на рис. 4 штриховыми линиями) пронизывает первый контур. Если Φ_{12} - часть этого потока, пронизывающего контур 1, то

$$\Phi_{12} = L_{12} I_2$$

Если ток l_2 изменяется, то в контуре / индуцируется э.д.с. ξ_{i1} **,** которая равна и проти -воположна по знаку скорости изменения магнитного потока Φ_{12}, созданного током во втором контуре н пронизывающего первый:

$$\xi_{i1} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -L_{12}\frac{dl_2}{dt}$$

Явление возникновения э.д.с.. в одном из контуров при изменении силы тока в другом называется **взаимной индукцией**. Коэффициенты пропорциональности L_{21} и L_{12} называются **взаимной индуктивностью контуров**. Расчеты, подтверждаемые опытом, показывают, что $\boldsymbol{L}_{\mathbf{21}}$ и $\boldsymbol{L}_{\mathbf{12n}}$ равны друг другу, т. е.

$$\boldsymbol{L}_{12} = \boldsymbol{L}_{\mathbf{21}} \qquad (10)$$

Коэффициенты $\boldsymbol{L}_{12}$ и $\boldsymbol{L}_{\mathbf{21}}$ зависят от геометрической формы, размеров, взаимного расположения контуров и от магнитной проницаемости окружающей контуры среды. Единица взаимной индуктивности та же, что и для индуктивности, - генри (Гн).

Рассчитаем взаимную индуктивность двух катушек, намотанных на общий тороидальный сердечник. Этот случай имеет большое практическое значение (рис. 5).

Магнитная индукция поля, создаваемого первой катушкой с числом витков N_1,

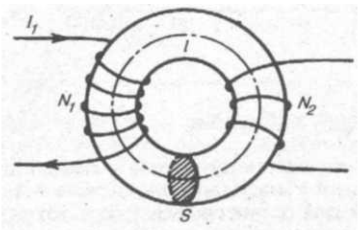

Рисунок 5

током I_1 и магнитной проницаемостью μ сердечника, согласно ($B = \mu_0 NI/l$), $B = \mu_0\mu \cdot N_1 I_1/l$, где l— длина сердечника по средней линии.

Магнитный поток сквозь одни виток второй катушки

$$\Phi_2 = BS = \mu_0\mu \cdot \frac{N_1 I_1}{l} S.$$

Тогда полный магнитный поток (потокосцепление) сквозь вторичную обмотку, содержащую N_2 витков,

$$\Psi = \Phi_2 N_2 = \mu_0\mu \cdot \frac{N_1 N_2}{l} S$$

Поток Ψ создается током I_1, поэтому, согласно (9), получаем

$$L_{21} = \frac{\Psi}{I_1} = \mu_0\mu \frac{N_1 N_2}{l} S \qquad (11)$$

Если вычислить магнитный поток, создаваемый катушкой 2 сквозь катушку 1, то для L_{12} получим выражение в соответствии с формулой (11). Таким образом, взаимная индуктивность двух катушек, намотанных на общий тороидальный сердечник,

$$L_{12} = L_{21} = \mu_0\mu \frac{N_1 N_2}{l} S.$$