Лекция 12

Элементы технической термодинамики

Исторически термодинамика как наука возникла в конце IX века в связи с необходимостью теоретического обоснования тепловых процессов в паровых поршневых машинах.
Поэтому первоначально основным содержанием термодинамики было изучение процессов взаимного превращения теплоты и механической работы как двух форм обмена энергией.
В настоящее время ***техническая термодинамика*** – это *раздел термодинамики, изучающий процессы явления и устройства, в которых осуществляются всевозможные преобразования теплоты в работу*. Она положена в основу проектирования тепловых двигателей, а также всевозможного технологического оборудования.
Теория тепловых процессов применяется для проектирования двигателей внутреннего сгорания, холодильных установок, в химической промышленности, в метеорологии.
Этот раздел термодинамики неразрывно связан с изучением термодинамических процессов.

С общими представлениями о термодинамических процессах мы уже познакомились (**Лекция 4**)

Если в термодинамической системе меняется хотя бы один из параметров любого входящего в систему тела, то в системе происходит термодинамический процесс

В любом учебнике по термодинамике можно найти разделы, посвященные анализу простейших термодинамических процессов. По сравнению с учением о равновесных состояниях такие разделы носят явно выраженный технический характер. Мы также отдадим дань традиции.

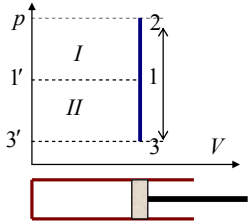
В химической технологии и энергетике теплосиловые установки применяются как источники энергии для компрессоров, вакуум-насосов, вентиляторов и газодувок, насосов для перемещения жидкостей, для приведения в действие дробилок и других измельчителей. В энергетике теплосиловые установки используют для производства электроэнергии и теплоты для обогрева.

Простейшие виды процессов получаются, если зафиксировать две из трех независимых переменных. Принято всегда фиксировать количество вещества N, тогда из двух оставшихся пар сопряженных переменных θ—s и p—v нужно выбрать еще одну фиксированную переменную.

Рассмотрим некоторые примеры

1. Изохорный процесс. В этом случае принимается постоянным объем системы: V = const.
Работа системы в обычном понимании

$$w = \int_1^2 p d\mathrm{v} = 0$$



т.е., «внешняя» работа в этом процессе не совершается

В технической термодинамике оперируют такими понятиями как ***техническая работа*** и ***располагаемая работа***. Под технической работой понимают изменение кинетической энергии и изменение потенциальной энергии, которые представляют собой величины механической природы. Например, в турбине техническая работа может совершаться за счет за счет уменьшения кинетической энергии потока и ли уменьшения его потенциальной энергии (при падении с верхнего уровня на нижний). Если затратить кинетическую энергию в колесе компрессора, то это приведет к кинетической энергии газа и т.д. В связи с этим сумму технической работы, изменение кинетической энергии и изменение потенциальной энергии называют располагаемой работой.
Располагаемая удельная работа (например, процесса 1-3, рисунок) определяется выражением

$$dL = -\mathrm{v}dp \qquad \text{или} \qquad dL = -\int_{p_1}^{p_3} \mathrm{v}dp$$

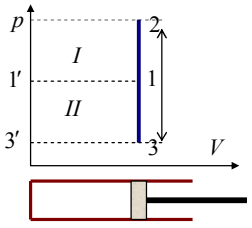
Для идеального газа имеем: $\frac{p}{T} = \frac{R}{\mathrm{v}} = const$ или $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$

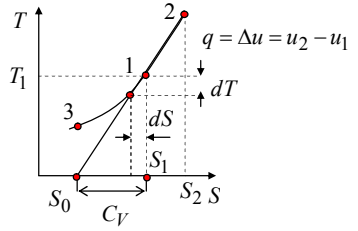
В координатах p-V располагаемая работа изохорного процесса численно равна площади $1'133'$ (этот же рисунок)

Уравнение первого закона термодинамики принимает вид $dq = du = c_V dT$

Т.е. в изохорном процессе все тепло, подводимое или отводимое от рабочего тела, расходуется на изменение внутренней энергии. Интегрируя (второй рисунок), находим количество теплоты, которое подводится к рабочему телу в процессе 1-2 при $c_V = const$:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_V dT = c_V (T_2 - T_1)$$



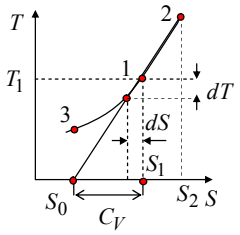


По определению, $c_V = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_V$ ⟹

$$ds = c_V \frac{dT}{T};\ \Delta s = s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_V}{T} dT = c_V \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right),\quad \text{если } c_V = const$$

Полученное равенство говорит о том, что изохорный процесс, изображенный в координатах S-T, протекает так, что при увеличении энтропии увеличивается и температура. На диаграмме элементарная площадь T_1dS показывает теплообмен с внешней средой. Следовательно, площадь под кривой 1-2 или 1-3 на S-T - диаграмме численно равна подведенному (при увеличении S) или отведенному (при уменьшении S) количеству теплоты. Эта же площадь в изохорном процессе дает изменение внутренней энергии.

Теплоемкость при температуре T_1 можно определить как отрезок оси абсцисс, отсекаемый касательной в точке 1 к кривой T(S) (точка S_0) и перпендикуляром к этой оси, опущенным из точки 1 (точка S_1).



Показатель политропы:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_v - c_p}{c_v - c_v} = \frac{c_v - c_p}{0} = -\infty$$

Удельное количество теплоты, подводимое к телу в изобарном процессе, есть

$$dq = c_p dT = Tds$$

(Так как, по определению, $c_p = \left(\frac{\delta q}{dT}\right)_p = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p$). ⟹ $q = c_p(T_2 - T_1)$

Так как $h = u - pv$; $dh = Tds + vdp$ $q = h_2 - h_1$

В изобарном процессе, теплота, подведенная к телу, расходуется на увеличение его энтальпии.

В изобарном процессе меняется температура рабочего тела и, следовательно, его внутренняя энергия. Поэтому, на совершение внешней работы расходуется лишь часть теплоты, подведенной к рабочему телу извне.

Для определения доли теплоты, затрачиваемой на внешнюю работу, проведем простые преобразования. В соответствии с первым законом термодинамики для удельных величин

$$dq = du + dw \quad \text{или} \quad 1 = \frac{du}{dq} + \frac{dw}{dq}$$

Так как $du = c_V dT$; $dh = c_p dT$, то

$$\frac{dw}{dq} = 1 - \frac{du}{dq} = 1 - \frac{c_V}{c_p} = 1 - k^{-1}$$

2.Изобарный процесс. В изобарном процессе выполняется условие *p* = const.

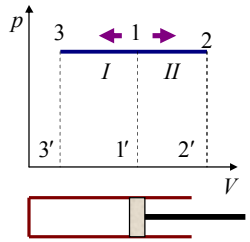
Для идеального газа уравнение изобарного процесса имеет вид:

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} \quad \text{или} \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

Количество работы определяется из обычного соотношения

$$w = \int_1^2 pdv = p(v_2 - v_1) = p\Delta v$$

На p-V- диаграмме работа изображается в виде площади $1'12\,2'$ под процессом 1-2



Для идеального газа имеем:

$$pv_1 = RT_1; \quad pv_2 = RT_2$$

$$w = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1)$$

Это означает, что при расширении $V_2 > V_1$ в изобарном процессе температура идеального газа возрастает. Если принять разность ΔT равной одному градусу, то получим работу $w = R$. Т.е., универсальная газовая постоянная представляет собой работу 1 кг газа в изобарном процессе при увеличении температур на один градус.

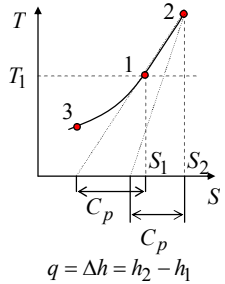
Располагаемая работа в изобарном процессе равна нулю.

Например, для двухатомных газов характерно $k \approx 1{,}4$. Следовательно, $\frac{dw}{dq} \approx 0{,}285$ и $\frac{du}{dq} \approx 0{,}715$, т.е. 28,5% всего подведенного к рабочему телу тепла расходуется на совершение работы, а 71,5 % идет на изменение внутренней энергии.

Изменение энтропии находим из уже выписанных соотношений:

$$c_p = T\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p : \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_p = \frac{c_p}{T}; \quad ds = c_p \frac{dT}{T}; \quad \Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1)$$

Следовательно, изобара, как и изохора в координатах T-S - представляет собой некоторую логарифмическую (экспоненциальную) кривую, касательная к которой определяет значение изобарной теплоемкости (рисунок слева)

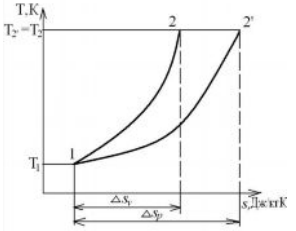


$q = \Delta h = h_2 - h_1$

Показатель политропы:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = \frac{0}{c_p - c_v} = 0$$

Так как $C_p > C_V$, то. изобара более пологая логарифмическая кривая в T-s координатах, чем изохора

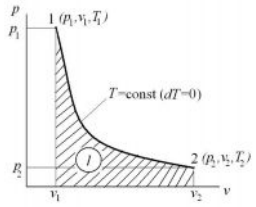


$$(\Delta s)_p = c_p \ln(T_2/T_1)$$

$$(\Delta s)_V = c_V \ln(T_2/T_1)$$

3. Изотермический процесс. Температура системы T = const (рисунок). Уравнение процесса для идеального газа можно еще записать в виде $pv = RT$ = const. Следовательно

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}$$ (следствие закона Бойля-Мариотта)



Изотермический процесс для идеального газа одновременно является процессом при постоянной внутренней энергии.

Действительно, рассматривая внутреннюю энергию как функцию температуры и объема, можем записать

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \qquad (1)$$

Найдем частные производные. $c_V = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v$ (2)

Т.к. $du = Tds - pdv$ $\Longrightarrow$ T=const: $(du)_T = T(ds)_T - p(dv)_T$

$\Longrightarrow \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T - p$; Из соотношений Максвелла имеем $\left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$

$\Longrightarrow \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p$; (3)

(2) и (3) подставляем в (1) $du = c_V dT + \left[T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p\right]dv$

Для идеального газа $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v = \frac{R}{v}$ $\Longrightarrow$

В изотермическом процессе: $du = c_V dT + \left[T\frac{R}{v} - p\right]dv \equiv c_V dT = 0$

Аналогично найдем $dh = 0$

Следовательно, $(dq)_T = dw$

и все подведенное в изотермическом процессе к телу количество теплоты идет на совершение работы, которую находим из соотношения

$$w = \int_{v_1}^{v_2} pdv = \int_{v_1}^{v_2} RT\frac{dv}{v} = RT\ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right)$$

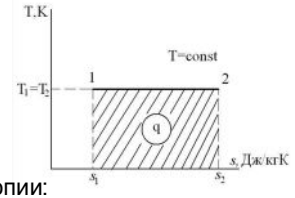
$$\Longrightarrow (q)_T = w = RT\ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = RT\ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

Найдем располагаемую работу:

$$L = -\int_1^2 pdv = -\left[pv\Big|_1^2 - \int_1^2 vdp\right] = -\left[pv\Big|_1^2 - \int_1^2 RTdp\right] = p_1v_1 - p_2v_2 + w \equiv w$$

На диаграмме T-S, процесс, очевидно, изображается горизонтальной прямой, площадь под отрезком дает тепло, полученное системой

$$q = w = T(s_2 - s_1)$$



Так как $ds = dq/T$, находим изменение энтропии:

$$(\Delta s)_T = \frac{q}{T} = s_2 - s_1 = R\ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right) = R\ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)$$

Так как теплоемкость есть $c = \frac{dq}{dT}$,

то определить количество теплоты, подведенное к рабочему телу в изотермическом процессе, с помощью удельной теплоемкости невозможно.

Показатель политропы:

$$n - 1 = \frac{c - c_p}{c - c_v} - 1 = \frac{c_v + c_p}{\infty} = 0$$

или $n = 1$

4. Адиабатный процесс. В адиабатном процессе изменение состояния тела происходит без теплообмена с внешней средой, т.е. при условии dq=0 или $\delta q = 0$

Это означает, что в адиабатном процессе ds=0 . Следовательно, этот процесс можно назвать изоэнтропным.

Уравнение адиабатного процесса может быть получено с помощью первого закона термодинамики, записанного в двух различных формах.

Так как $dh = \delta q + vdp$, то $(dh)_s = vdp$

$du = \delta q - pdv$ $\qquad (du)_s = -pdv$

Разделив одно уравнение на другое, получим:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial u}\right)_s = -\frac{v}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s$$

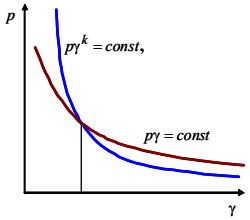
Вводим обозначение: $\left(\frac{\partial h}{\partial u}\right)_s = k$ показатель изоэнтропы (адиабаты).

Тогда соотношение $\boxed{k = -\frac{v}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s}$ можно рассматривать как ***дифференциальное уравнение изоэнтропы***.

Так как $\frac{c_p}{c_V} = \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$ (Л.7 и практика), то $k = -\frac{c_p}{c_V}\frac{v}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T$

Если газ идеальный, то, определяя производную из уравнения состояния идеального газа, найдем $k = \frac{c_p}{c_\gamma}$

Интегрируем д.у. изоэнтропы: $\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = -\int_{v_1}^{v_2} k d\ln v$



Адиабата и изотерма

Показатель изоэнтропы изменяется с изменением параметров состояния термодинамической системы. При этом он оказывается существенно различным для разных фазовых состояний вещества.

Если в некотором интервале состояний k=const, то из последнего соотношения имеем

$\ln\frac{p_2}{p_1} = -k\ln\frac{v_2}{v_1}$ или $\ln\frac{p_2}{p_1} = \ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k$ или $pv^k = const$

или $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k$

Это соотношение, справедливое для *k=const,* называется уравнением ***адиабаты Пуассона.***

Если газ – идеальный, из последнего соотношения следует:

$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$; $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(k-1)/k}$

Из уравнения 1-го закона термодинамики следует, что $q = \Delta u + w = 0$, т.е. $.w = -\Delta u = c_V(T_1 - T_2)$. Таким образом, работа расширения в адиабатном процессе совершается за счет уменьшения внутренней энергии газа, а его температура уменьшается $(T_1 > T_2)$.

Находим работу расширения:

$$w = \int_{v_1}^{v_2} pdv = p_1 v_1^k \int_{v_1}^{v_2} v^{-k} dv = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

или $$w = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{p_1 v_1}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]$$

Показатель адиабаты для одноатомных газов равен *k*=1,66, для двухатомных *k*=1,4 и для трехатомных *k*=1,3.

Отметим, что с “механической” точки зрения, наиболее элементарными являются адиабатный и изотермический процесс. При адиабатном процессе нам вообще не нужен термостат, а все воздействие на систему сводится к изменению объема. При изотермическом процессе термостат нужен, но только один. В то же время для проведения изохорного или изобарного процесса нужен целый набор термостатов с различными температурами.

В технике важны круговые процессы (циклы), то есть повторяющиеся процессы. В классической термодинамике, например, выделяют цикл Карно, цикл Ренкина, цикл Отта.

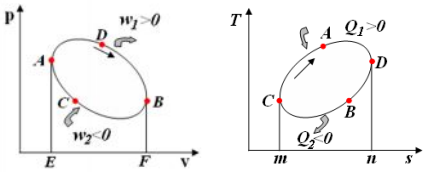
Вспоминаем (Л 4), что ***термодинамическим циклом или круговым процессом*** называется термодинамический процесс, в котором термодинамическая система, претерпев ряд изменений, возвращается в исходное состояние. Все параметры и функции состояния, изменяясь в процессе, в конце цикла принимают свое первоначальное значение. На диаграмме состояний такой процесс изображается замкнутой линией. В результате замкнутого термодинамического процесса внутренняя энергия системы не изменяется, т.е.

$$\Delta u = \oint du = 0$$

С простейшим циклом – циклом Карно – мы знакомы (Л.4)

Замкнутые термодинамические процессы имеют большое практическое значение, так как позволяют непрерывно использовать теплоту для совершения работы.

Прямой цикл. На рисунке слева изображен произвольный цикл в координатах V-P. Последовательность процессов показана стрелкой. На участке цикла ADB газ расширяется, объем системы увеличивается. Работа численно равна площади ADBFE.



На участке BCA газ сжимается. Работа численно равна площади EACBF. За цикл система отдает окружающей среде некоторое количество работы

$w = w_1 - |w_2| =$ ADBFE- EACBF=ADBCA>0

Следовательно, суммарное количество тепла тоже должно быть положительным. На диаграмме этот цикл должен быть представлен таким образом, чтобы подведенное к системе количество теплоты по абсолютной величине было больше, чем отведенное. Для этого линия CDA процесса, в котором теплота подводится (т.е., происходит увеличение энтропии) должна располагаться выше линии процесса DBC (в котором теплота отводится (а энтропия возвращается к первоначальному значению) (рисунок справа)

$q = q_1 - |q_2|$ =mCADn-mCBDn=CADBC>0.

Так как за время цикла термодинамическая система получает из окружающей среды теплоту, эквивалентную работе, совершенной за цикл, то можно сказать, что в рассмотренном цикле израсходовано определенное количество теплоты для получения механической работы. Именно в этом смысле иногда говорят, что в данном цикле произошло превращение теплоты в работу. Такие циклы совершает рабочее тело в тепловых двигателях, а сами циклы называют циклами двигателей или прямыми циклами.

Из выписанных уравнений видно, что количество теплоты, полученное от системы в прямом цикле, меньше количества теплоты, подведенного к системе. Часть энергии отводится от системы в виде теплоты q_2, а в работу оказывается превращенной только разность между q_1 и q_2.

Эффективность превращения теплоты в работу в цикле характеризуется термическим кпд цикла η_T, который представляет собой отношение работы, совершенной системой за цикл, к подведенному к системе количеству теплоты

$$\eta_T = \frac{w}{q_1} = \frac{q}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

Термический кпд всегда меньше единицы, так как осуществление цикла неизбежно связано с отводом определенного количества теплоты от системы

При осуществлении такого цикла (в какой-либо тепловой машине) на участке CBD рабочее тело машины отбирает теплоту q_1 от некоторых тел в окружающей среде, а на участке CAD отдает теплоту q_2 другим телам в окружающей среде, имеющим более высокую температуру, чем первые тела. Это охлаждение сопровождается превращением работы, подведенной к машине, в теплоту. Одновременно с охлаждением одних тел нагреваются другие, которые получают теплоту как взятую от холодного тела, так и теплоту, в которую «превратилась» работа цикла

$$q_2 = q_1 + |dq| = q_1 + |dw|$$

Циклы, в которых теплота переносится от холодного тела к нагретому, называют холодильными или обратными циклами.

Эффективность холодильного цикла характеризуют холодильным коэффициентом ε_C, который представляет собой отношение количества теплоты, воспринятой системой на низшем уровне (отобранной от окружающих тел), к работе, воспринятой системой за цикл $\varepsilon_C = \frac{q_1}{dw}$

Этот коэффициент может быть как больше, так и меньше единицы.

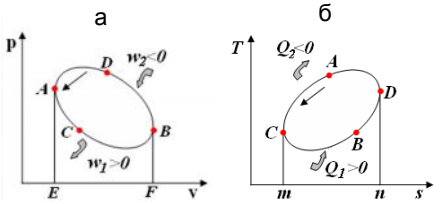
При прочих равных условиях ***наибольшие кпд имеют такие циклы***, в которых все процессы являются обратимыми (равновесными – это не синонимы!!!). По отношению к процессам подвода и отвода теплоты это означает, что температура рабочего тела системы в процессах теплообмена должна быть практически равна температуре тел окружающей среды, с которыми осуществляется теплообмен.

Циклы, состоящие из обратимых (равновесных) процессов, называются обратимыми циклами.

Обратный цикл

Последовательность процессов может быть обратной, такой, что расширение рабочего тела термодинамической системы происходит при более низком давлении, чем сжатие.

В этом случае работа на участке BDA отрицательная, а на участке ACB – положительная (***Строго говоря, нужно говорить не о знаке, а о том, кто совершает работу***, о направлении, об изменении!!!).



Так как площадь фигуры EADBF больше площади фигуры EACBF, то результирующая работа за цикл, численно равная

$$dw = w_1 - |w_2| =$$ ADBCA, -

отрицательная

Следовательно, суммарное количество теплоты в этом цикле также должно быть отрицательным. Для этого нужно, чтобы теплота подводилась к системе с более низкой температурой (линия CBD на рис.б, а отводилась от системы с более высокой температурой (линия DAC). В этом случае

$$dq = q_1 - q_2$$ = минус площадь CBDAC<0

Рабочие процессы некоторых установок

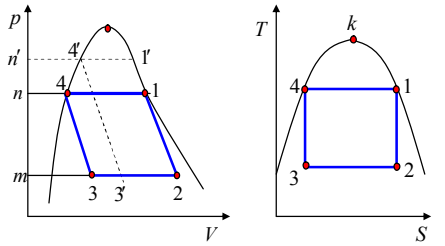
В реальных тепловых машинах превращение теплоты в работу связано с комплексом сложных физико-химических процессов, поэтому изучение циклов достаточно сложно и основано в большой степени на результатах эксперимента.

1. Циклы паросиловых установок

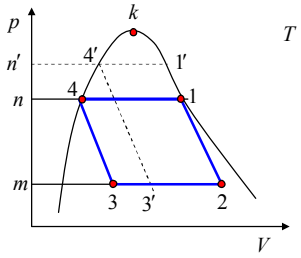
Основным рабочим телом в паросиловых установках является водяной пар, используемый как в перегретом, так и в насыщенном состояниях.

Если рабочим телом является насыщенный пар, то ***возможно осуществить цикл Карно*** и получить максимальный термический кпд.

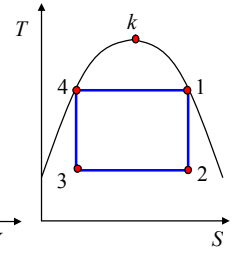
Действительно, постоянство температуры в изобарном процессе *4-1* (рисунок А) подвода теплоты и в процессе *2-3* отвода теплоты можно обеспечить только за счет испарения и конденсации. Процесс *1-2* в цикле Карно является процессом адиабатного расширения пара в машине, а процесс *3-4* – адиабатным сжатием рабочего тела.



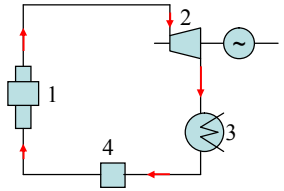
А Б



А



Б



В

1 – парогенератор; 2 – паровая машина; 3 – конденсатор; 4 - компрессор

Осуществить такой цикл возможно в паросиловой установке (рисунок В), состоящей из парогенератора-котла *1*, паровой машины *2*, конденсатора *3* и компрессора *4*. В конденсаторе *3* пар частично конденсируется до состояния влажного пара (точка *3*), а теплота при этом отводится в окружающую среду. Влажный пар поступает в компрессор *4* и адиабатно сжимается до полной конденсации (точка *4* на рисунки А и Б), конденсат подается в парогенератор *1*. На адиабатное сжатие влажного пара тратится работа

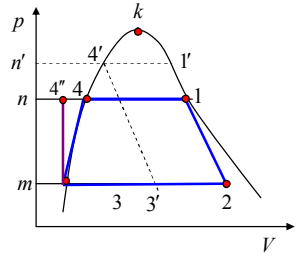
$$W_{34} = -\int_3^4 V dp$$

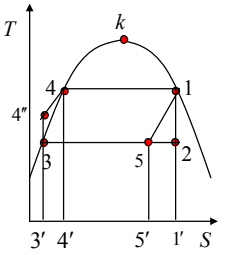
численно равная площади n43m на рисунке А. Работа сжатия тем больше, чем больше исходные параметры цикла, например, в точке 4 (м. пунктир на рис.А). С увеличением начальных параметров рабочего тела возрастает и термический кпд цикла, но его рост отстает от роста затрат на сжатие. Общий кпд паросиловой установки в связи с этим падает, а эффективность использования теплоты в паросиловой установке уменьшается. *Т.о., преимущества тепловой установки, работающей по циклу Карно, теряются из-за большой работы, затрачиваемой на сжатие влажного пара.*

Цикл Ренкина

Недостаток, присущий паровому циклу Карно, устраняется, если процесс конденсации отработанного в машине пара довести до полного его превращения в воду (2-3 на следующих рисунках), а затем насосом подать ее в парогенератор-котел (процесс 3-4). Впервые такой цикл с полной конденсацией отработанного пара предложил У.Дж.Ренкин, заменив в схеме паросиловой установки компрессор 4 на водяной насос

А





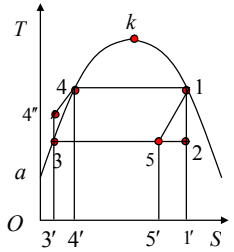
Б

<u>В паровом цикле Ренкина</u> вода (конденсат) сжимается до давления p_1 не по изохоре 3-4, а по адиабате. Поэтому ее удельный объем несколько уменьшается, а температура возрастает, вследствие чего происходит термическое расширение воды и адиабатный процесс сжатия практически сливается с нижней пограничной кривой. Паровой цикл Ренкина представляется круговым процессом 1-2-3-4-1.Отрезок на V-p- диаграмме соответствует подогреву конденсата в парогенераторе-котле при $p = const$

С учетом принятых допущений работа, затрачиваемая насосом на сжатие конденсата до давления на Vp-диграмме, может быть представлена площадью $n4''3m$ и определена выражением $W = V_3(p_1 - p_3)$. Эта работа (затраченная в цикле Ренкина на сжатие конденсата) значительно меньше работы, затраченной в цикле Карно на сжатие до того же давления влажного пара. Кроме того, в цикле Ренкина за счет полной конденсации отработанного пара удается получить более глубокий вакуум, чем в цикле Карно. *Однако термический кпд цикла Ренкина все же остается меньшим кпд цикла Карно при одинаковых параметрах, что связано с большей затратой теплоты в цикле Ренкина*: в цикле Карно теплота расходуется только на процесс парообразования; в цикле Ренкина расходуется дополнительное количество теплоты на подогрев воды в процессе $4'' - 4$

Удельная работа цикла Ренкина определяется разностью площадей

$$W = Oa411' - Oa321'$$



Первая из площадей на ST- диаграмме является удельной энтальпией h_1 в точке 1. Вторая – это удельная энтальпия h_2 в точке 2. Следовательно, удельная работа цикла определяется разностью

$$w = h_1 - h_2$$

Так как подведенную теплоту (площадь $11'3'34$) можно определить как разность площадей $q_1 = Oa411' - Oa33'$, то $q_1 = h_1 - h_3$

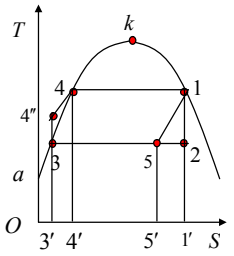
где h_3 – энтальпия «питательной» воды на входе в парогенератор. Следовательно

$$\eta_T = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3}$$

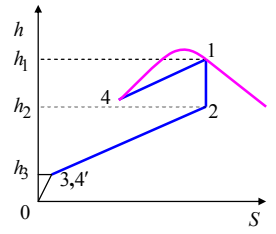
Следовательно, для расчетов целесообразно использовать sh- диаграмму. Например, кпд цикла по sh- диаграмме определится отношением отрезков 12 и 13.

Если учесть (предположить), что $h_3 = T_k c_k$, где T_k – температура конденсата – «питательной воды», а $c_k = 4{,}1868$ кДж/(кг·К) – ее теплоемкость, то получим

$$\eta_T = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - c_k T_k}$$



Обычно термический кпд цикла Ренкина равен 30-40%.

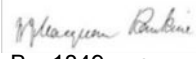


Никола Леонар Сади Карно Карно

Французский физик и военный инженер Никола Леонар Сади Карно, один из основателей термодинамики, родился в Париже в семье видного государственного деятеля наполеоновской эпохи Лазара Карно. Его отец, будучи генералом и политиком, находил время и для занятий чистой математикой. Сади Карно учился в знаменитой Политехнической школе и после её окончания в 1814 г. поступил добровольцем в инженерные войска под командование Наполеона Бонапарта, где и нес службу военного инженера вплоть до падения Наполеона в 1819 г. После этого Сади Карно оставил военную службу и занялся изучением наук, экономики и искусств.

Карно интересовался многими новыми промышленно-технологическими разработками того времени. Занявшись теоретическим обоснованием принципов работы паровых машин, Карно стал одним из пионеров термодинамики, предложив свою ***знаменитую модель идеального двигателя.*** Свои идеи Сади Карно опубликовал в 1824 г. в форме фундаментального трактата "Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу" (Reflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres a developper cette puissance). В нём Карно рассмотрел в общем виде вопрос о "получении движения из тепла". Анализируя идеальный круговой процесс (известный сейчас как цикл Карно), он впервые пришёл к выводу о том, что полезная работа производится только при переходе тепла от нагретого тела к более холодному. Карно высказал также положение, что величина работы обусловлена разностью температур нагревателя и холодильника и не зависит от природы вещества, работающего в тепловой машине (***теорема Карно***).

Уильям Джон Макуорн Ранкин (Ренкин)



Дата рождения: 5 июля 1820
Место рождения: Эдинбург, Великобритания
Дата смерти: 24 декабря 1872 (52 года)
Место смерти: Глазго, Великобритания
Страна: Великобритания
Научная сфера: Физика, термодинамика

В 1849 году независимо от Клаузиуса получил общие уравнения термодинамики, выражающие соотношение между теплотой и механической энергией. Исследовал термодинамические свойства газов и пара в 1850 году и составил таблицы водяных паров получивших широкое применение. В 1859 году построил полную теорию паровой машины в частности, разработал идеальный термодинамический цикл парового двигателя, названного в его честь. Ренкин ввёл ряд терминов: потенциальная энергия, адиабатический и изотермические процессы, адиабата.

"Руководство по паровым машинам" — первый труд по технической термодинамике (1859).