

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

О.С. ПОПКОВА,
Т.О. ШИНКЕВИЧ

ТЕРМОДИНАМИКА

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Для студентов заочной формы обучения

Казань 2009

УДК 536
ББК 31.3
П 57

Рецензенты:

кандидат технических наук, доцент Казанского государственного
энергетического университета *Э.А. Ахметов*;
кандидат технических наук, преподаватель Казанского высшего
артиллерийского командного училища (Военного института) им. маршала
артиллерии М.Н. Чистякова *В.В. Максимов*

Попкова О.С., Шинкевич Т.О.

П 57 Термодинамика: Учебно-методический комплекс. Для
студентов заочной формы обучения / О.С. Попкова,
Т.О. Шинкевич. – Казань: Казан. гос. энерг. ун-т, 2009. – 148 с.

Настоящее учебное пособие представляет собой УМК для заочников по дисциплине «Термодинамика», преподаваемой в КГЭУ на кафедре «Теоретические основы теплотехники» и включает в себя краткий курс лекций и практические занятия. В пособии изложены основные законы термодинамики, термодинамические процессы, сведения о реальных газах и парах, рассмотрены подходы к исследованию термодинамических циклов используемых в энергетике. Практические занятия кроме задач включают основные формулы, необходимые для решения. Все задачи снабжены ответами для самопроверки, наиболее значимые задачи приведены с решениями.

Данное пособие позволит повысить качество обучения, снизить затраты времени на поиск учебного материала и высвободит время на более глубокую проработку изучаемого материала для студентов заочной формы обучения.

Предназначено для студентов, обучающихся по направлению 140100 «Теплофизика» заочной формы обучения.

УДК 536
ББК 31.3

ВВЕДЕНИЕ

Одной из дисциплин, составляющих теоретическую основу энергетики, является термодинамика. Являясь общетехнической дисциплиной, термодинамика занимает одно из центральных мест в инженерной подготовке специалистов. При расчете двигателей различных типов, газотурбинных и паротурбинных установок, проектировании технологических процессов различных производств современный инженер должен правильно формулировать и решать различные задачи с использованием основных законов термодинамики. Термодинамика успешно решает разнообразные задачи механического характера. На основе термодинамики разрабатывают новые и совершенствуют существующие тепловые машины и установки, а также создают все более эффективные технологии, позволяющие экономить материальные и энергетические ресурсы.

К настоящему времени подготовлено и издано большое количество учебников, учебных пособий и сборников задач по термодинамике, в достаточной степени полно описывающих изучаемый круг вопросов. Тем не менее, авторы решили написать учебное пособие по дисциплине «Термодинамика» для студентов, обучающихся по направлению 140100 «Теплофизика» заочной формы обучения.

Пособие имеет прикладную направленность и, наряду с основными сведениями по технической термодинамике, включает постановку и решение задач, представляющих практический интерес. Пособие построено в соответствии с учебной программой по термодинамике для энергетических вузов и отражает специфику задач, стоящих перед будущими специалистами. В пособии излагаются основные законы термодинамики, термодинамические процессы, реальные газы и пары, рассматриваются циклы двигателей внутреннего характера, газотурбинных и паротурбинных установок, основы теплофикации. Практические занятия кроме задач включает основные формулы, необходимые для решения. Все задачи снабжены ответами для самопроверки, наиболее значимые задачи приведены с решениями.

Данное пособие позволит повысить качество обучения, снизить затраты времени на поиск учебного материала и высвободит время на более глубокую проработку изучаемого материала для студентов заочной формы обучения.

1. ПРЕДМЕТ ТЕРМОДИНАМИКИ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

1.1. Предмет термодинамики

Термодинамика наука о превращениях различных видов энергии из одного вида в другой, и о наиболее общих макроскопических свойствах материи. Она изучает различные как физические, так и химические явления, обусловленные превращениями энергии. Применение закономерностей термодинамики позволяет анализировать свойства веществ, предсказывать их поведение в различных условиях. Термодинамика дает возможность исследовать различные процессы от простых в однородных средах до сложных с физическими и химическими превращениями, биологических и др.

Термодинамика основана на двух, экспериментально установленных законах (началах).

Первый закон (начало) является по существу законом преобразования и сохранения энергии применительно к процессам, изучаемым в термодинамике; невозможен процесс возникновения или исчезновения энергии.

Второй закон (начало) определяет направление течения реальных (неравновесных) процессов; невозможен процесс, имеющий единственным своим результатом превращение теплоты в работу.

Термодинамический метод исследования основан на законах (началах) термодинамики и представляет собой их логическое и математическое развитие.

Объект исследования в термодинамике называют термодинамической системой или, в простом случае, термодинамическим телом. Одна из особенностей метода термодинамики состоит в том, что система (тело) противопоставляется всем другим телам, которые называют окружающей средой. Термодинамика построена дедуктивно: частные выводы получены из общих законов (начал).

Принято разделять термодинамику на физическую, или общую, химическую и техническую.

Физическая термодинамика разрабатывает метод термодинамики и применяет его для изучения фазовых превращений термоэлектрических и магнитных явлений, излучения, поверхностных явлений и т.п.

Химическая термодинамика изучает процессы с физическими и химическими превращениями с помощью метода термодинамики.

Техническая термодинамика устанавливает закономерности взаимного преобразования теплоты и работы, для чего изучает свойства газов и паров (рабочих тел) и процессы изменения их состояния; устанавливает взаимосвязь между тепловыми, механическими и химическими процессами, протекающими в тепловых двигателях и холодильных установках. Одна из основных ее задач – отыскание наиболее рациональных способов взаимного превращения теплоты, и работы.

Знание термодинамики, ее исходных идей, ее универсального метода, строгого и эффективного математического аппарата является необходимой предпосылкой подготовки инженера.

Термодинамика играет важную роль в развитии научного мышления и формировании материалистического мировоззрения.

1.2. Основные параметры состояния тела

Преобразование теплоты в работу обычно производят следующим образом: нагревают рабочее тело (газ или пар), оно расширяется и совершает механическую работу. При нагревании изменяется **состояние рабочего тела**, которое в основном характеризуется следующими величинами и параметрами: давлением, удельным объемом и температурой.

Давление – физическая величина, равная отношению силы, равномерно распределенной по поверхности тела, к площади поверхности, расположенной перпендикулярно силе:

$$p = \frac{F}{s}.$$

Давление p можно измерить двумя приборами; давление, превышающее атмосферное, измеряют барометром $p_{\text{бар}}$ и манометром $p_{\text{ман}}$, причем

$$p = p_{\text{бар}} + p_{\text{ман}},$$

а давление, меньшее атмосферного (разрежение), – вакуумметром и барометром, причем

$$p = p_{\text{бар}} - p_{\text{вак}}.$$

Молекулярно-кинетическая теория разработана наиболее полно для газов, потому что силы взаимодействия между их молекулами изучены лучше, чем в твердых и жидких телах. Наиболее простые соотношения между параметрами и поведением молекул получены для идеальных газов. Под **идеальным газом** понимают газ, состоящий из вполне упругих молекул, между которыми нет сил взаимодействия, а объем молекул по сравнению с объемом, занимаемым газом, мал и им пренебрегают. Любой реальный газ при давлении, близком к атмосферному, ведет себя как идеальный.

Единица давления в СИ – паскаль (Па) – давление, вызываемое силой 1 Н, равномерно распределенной по поверхности площадью 1 м², расположенной перпендикулярно направлению силы: 1 Н/м² = 1 Па. В технике используются кратные и дольные единицы давления: килопаскаль (кПа), мегапаскаль (МПа), а также внесистемная единица бар (1 бар = 10⁵ Па). Давление измеряют также высотой столба жидкости (ртути, воды и др.).

Удельный объем – физическая величина, равная отношению объема вещества к его массе:

$$v = \frac{V}{m}.$$

Единица СИ удельного объема – м³/кг.

Плотностью называется количество вещества, заключенное в единице объема:

$$\rho = \frac{m}{V}.$$

Соответственно удельный объем – величина обратная плотности.

Температура характеризует тепловое состояние тела, или, как иногда говорят, степень нагретости тела.

В практических расчетах используется температура измеренная, т.е. эмпирическая. Измеряют температуру термометром, для него строят температурную шкалу. Связь между температурами по шкале Кельвина (T , К) и Цельсия (t , °С) имеет вид

$$T = 273,15 + t.$$

В уравнения термодинамики в качестве параметра входит термодинамическая температура. Доказано, что значение термодинамической температуры совпадает со значением ее по шкале абсолютной идеально-газовой температуры.

В связи с трудностями измерения температуры газовым термометром в практике используется более простая Международная практическая температурная шкала, которая может быть градуирована в Кельвинах (К) и в градусах Цельсия ($^{\circ}\text{C}$).

1.3. Понятие о термодинамическом процессе

Будем называть **термодинамической системой** совокупность материальных тел, взаимодействующих как между собой, так и с окружающей средой; все другие материальные тела, находящиеся за пределами границ рассматриваемой системы, принято называть окружающей или внешней средой.

При взаимодействии (сопряжении) термодинамической системы (тела) с окружающей средой (подвод к телу теплоты или работы) состояние тела, определяемое параметрами, изменяется. Изменение состояния термодинамической системы, характеризующееся изменением ее параметров, называют **термодинамическим процессом**.

Равновесное состояние – состояние термодинамической системы, характеризующееся при постоянных внешних условиях неизменностью параметров во времени и отсутствием в системе потоков.

Состояние термодинамической системы, не удовлетворяющее данному определению, называется **неравновесным состоянием**.

Все процессы, происходящие в термодинамической системе можно разделить на равновесные и неравновесные.

Равновесный термодинамический процесс представляет собой непрерывную последовательность равновесных состояний. В термодинамике наиболее полно разработаны способы исследования равновесных состояний и процессов. Равновесным представляют процесс, протекающий при бесконечно малой разности параметров окружающей среды и тела; в этих условиях изменение параметров тела происходит бесконечно медленно и равновесное состояние сохраняется.

Неравновесный термодинамический процесс представляет собой последовательность состояний, среди которых не все являются

равновесными. (Реальные процессы неравновесны, они протекают с конечными скоростями и равновесное состояние не успевает устанавливаться.)

Любой реальный процесс является в большей или меньшей степени неравновесным. Однако эта неравновесность может быть сделана сколь угодно малой в результате уменьшения скорости осуществления процесса. В дальнейшем под словом «процесс» мы будем понимать равновесный процесс. Линия, изображающая изменение параметров в процессе, называется кривой **процесса**. Каждая точка кривой процесса характеризует равновесное состояние системы. Графически могут быть изображены лишь процессы, представляющие собой непрерывную последовательность равновесных состояний системы, т.е. равновесные процессы.

1.4. Гомогенные и гетерогенные термодинамические системы

Гомогенной называется такая система, химический состав и физические свойства которой во всех ее частях одинаковы или изменяются непрерывно (без скачка) от одной точки системы к другой.

Гетерогенной называется система, состоящая из двух и более различных гомогенных областей. Гомогенные области в гетерогенной системе называются фазами. Каждая фаза отделена друг от друга поверхностью раздела, при переходе через которую скачкообразно изменяются химический состав или физические свойства вещества.

Гомогенная система и каждая фаза гетерогенной системы могут состоять из одного или нескольких чистых веществ.

Гомогенная система или фаза гетерогенной системы, состоящая из нескольких чистых веществ, называется раствором или смесью. Все чистые вещества и растворы могут находиться в трех агрегатных состояниях: газообразном, жидком и твердом.

1.5. Термодинамическое равновесие

Состояние равновесия – это такое состояние, к которому при данных внешних условиях стремится термодинамическая система. Если внешние условия неизменны, то состояние равновесия удерживается в системе сколь угодно долго. Следует различать состояния устойчивого, неустойчивого и относительно устойчивого равновесия.

Состояние **устойчивого равновесия** (стабильное состояние) характерно тем, что если каким-либо внешним воздействием вывести из

него рассматриваемую систему, а затем снять это внешнее воздействие, то система сама возвратится в исходное состояние равновесия.

Если систему, находящуюся в состоянии **неустойчивого равновесия**, из него вывести, то она уже не возвратится в исходное состояние, а перейдет в новое состояние – состояние устойчивого равновесия.

Даже очень малые внешние воздействия выводят систему из неустойчивого равновесия.

Состояние относительно устойчивого равновесия – это состояние, в котором система может находиться в течение длительного времени, причем небольшие по величине внешние воздействия (возмущения), вызывающие небольшие отклонения от этого состояния, не приводят к переходу в другое состояние; после того как такое внешнее воздействие снято, система возвращается в исходное состояние. С другой стороны, достаточно сильное воздействие выведет систему из относительно устойчивого равновесия и система перейдет в новое состояние устойчивого равновесия. Таким образом, относительно устойчивое состояние равновесия занимает промежуточное положение по отношению к стабильному и неустойчивому состоянию.

2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА И ЕЕ СОСТОЯНИЕ

2.1. Термические уравнение состояния идеального газа

Для химически однородной термодинамической системы (газ, жидкость, изотропное твердое тело) при отсутствии внешних полей (гравитационного, электрического, магнитного) число независимых параметров, определяющих равновесное состояние систем, будет равно двум из трех (p , v , T), т.к. любой из этих параметров является однозначной функцией двух заданных.

Например, если принять за независимые переменные величины v и T , то давление p является функцией v и T , т.е. $p = p(v, T)$.

Уравнение, устанавливающее связь между давлением, температурой и удельным объемом среды постоянного состава называется **термическим уравнением состояния**.

Это уравнение в общем виде можно записать так:

$$f(p, v, T) = 0.$$

Это уравнение в пространстве отображает поверхность, которая характеризует всевозможные равновесные состояния химически однородной термодинамической системы. Эта поверхность называется **поверхностью состояний** или **термодинамической поверхностью**, причем каждому состоянию системы соответствует определенная точка на термодинамической поверхности.

Если один из параметров системы является величиной постоянной, то переменных величин будет только две и точки, изображающие состояние системы, будут лежать на плоскости, пересекающей термодинамическую поверхность перпендикулярно оси координат, на которой берется постоянная величина. Такие системы координат на плоскости называют **диаграммами состояния вещества** наиболее часто применяются диаграммы состояния с координатами p и v , v и T , p и T , дающие возможность наглядно проследить изменение состояния данной системы.

Термодинамика ничего не говорит относительно функциональной формы уравнения состояния, и нахождения уравнений состояния конкретных систем есть задача не только термодинамики, но и молекулярной, и статической физики. Теория уравнения состояния в настоящее время хорошо разработана лишь для идеального газа и разреженных газов, имеющих небольшую плотность, и в меньшей мере для плотных газов.

Наиболее простой вид имеет уравнение состояния идеального газа. Это уравнение, впервые полученное Клапейроном путем объединения уравнений, характеризующих газовые законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, обычно дается в виде

$$\frac{pv}{T} = \text{const} . \quad (1)$$

Обозначая константу через R , уравнение (1) представим в виде

$$pv = RT . \quad (2)$$

Уравнение (2) называется уравнением Клапейрона и представляет собой уравнение состояния идеального газа, записанное для массы газа 1 кг.

Через R в уравнении (2) обозначена так называемая **удельная газовая постоянная**, отнесенная к массе газа, равной 1 кг.

$$R = \frac{pV}{T} \text{ [Дж/кг} \cdot \text{К]}.$$

В другой форме уравнение (2) запишется так

$$pV = \frac{m}{\mu} R_{\mu} T,$$

где $R_{\mu} = \mu R$ – универсальная газовая постоянная [Дж/моль·К]. Это уравнение называется уравнением Клапейрона-Менделеева.

Газ, точно подчиняющийся уравнению (2), называется в термодинамике **идеальным газом**. Реальный газ по своим свойствам тем ближе к идеальному, чем ниже плотность газа.

Величина R_{μ} имеет одинаковое постоянное значение для всех газов.

Из физики известно, что при нормальных физических условиях ($T = 273,15$ К, $p = 101325$ Па) молярный объем любого газа одинаковый для всех идеальных газов, при нормальных условиях равен $V_{\mu} = 22,4$ м³/кмоль. Подставляя значение температуры, молярного объема и давления в уравнение, находим универсальную газовую постоянную:

$$R_{\mu} = \frac{pV_{\mu}}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8,314 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}.$$

2.2. Газовые смеси. Закон Дальтона

В практике чаще приходится встречаться не с чистыми газами, а с их механическими смесями. Для проведения расчетов с газовыми смесями необходимо установить параметры, характеризующие их состояние. Пусть имеется смесь из n идеальных газов. Температура газовой смеси $T_{\text{см}}$, давление ее $p_{\text{см}}$, объем $V_{\text{см}}$; массы газов, находящихся в смеси, равны соответственно m_1, m_2, \dots, m_n ; количества веществ отдельных компонентов смеси $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$.

Если смесь находится в равновесии, то, несомненно, температура всех газов одинакова и равна температуре смеси T . В равновесном состоянии молекулы каждого газа рассеяны равномерно по всему объему смеси, т.е. имеют свою определенную концентрацию и, следовательно, свое давление p_i , называемое **парциальным**.

Закон Дальтона: давление смеси идеальных газов равно сумме давлений компонентов смеси.

$$\sum p_i = p_{\text{см}}.$$

Масса газовой смеси равна сумме масс компонентов:

$$\sum m_i = m_{\text{см}}.$$

Качественный состав газовой смеси может быть оценен различными способами.

2.3. Массовая доля

Наиболее простой способ определения состава газовой смеси – это определение массового состава смеси, т.е. для каждого газа находим его долю в общей массе смеси – массовую долю:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{см}}}.$$

Ясно, что

$$\sum g_i = \sum \left(\frac{m_i}{m_{\text{см}}} \right) = 1.$$

2.4. Молярная доля

Можно найти и молярный состав смеси. Действительно, зная молярные массы, находим количество вещества каждого компонента

$$v_i = \frac{m_i}{\mu_i}.$$

Следовательно, количество вещества газовой смеси

$$v_{\text{см}} = \sum v_i.$$

Имея эти данные, находим молярный состав смеси – молярные доли:

$$y_i = \frac{v_i}{v_{\text{см}}}.$$

Молярную массу смеси можно определить следующим образом.

$$\mu_{\text{см}} = \frac{\sum m_i}{\sum v_i},$$

или

$$\mu_{\text{см}} = \frac{\sum m_i}{\sum v_i}.$$

Полученное значение $\mu_{\text{см}}$ называется **кажущейся**, или условной, **молярной массой смеси**. Эта величина широко применяется в расчетах газовых смесей. Если молярная масса смеси найдена, то можно найти газовую постоянную смеси $R_{\text{см}}$.

2.5. Объемная доля

Наиболее часто задается объемный состав смеси, поэтому необходимо ввести понятие о парциальном объеме компонентов.

Пусть имеется газовая смесь из двух компонентов. Если собрать молекулы одного газа в одной части объема, а молекулы другого газа в другой части. Части объема каждого газа и называются парциальными. Подбирая соответствующим образом доли от общего объема, можно добиться того, что каждый газ достигает давления смеси. Объемы, которые занимают эти газы, называют приведенными, т.е. приведенными к давлению смеси. Сумма приведенных объемов равна объему смеси (закон Амага):

$$\sum V_i = V.$$

Отсюда может быть определен объемный состав смеси, причем **объемная доля** каждого компонента выражается отношением

$$r_i = \frac{V_i}{V}.$$

Так как каждый компонент смеси подвергается сжатию при постоянной температуре, то для i -го компонента смеси можно написать уравнение

$$p_i V = p V_i,$$

откуда

$$p_i = \frac{p V_i}{V} = r_i p.$$

Эта формула позволяет определять парциальные давления компонентов смеси, если известен объемный состав смеси.

Так как при одинаковых давлениях и температурах молярные объемы газов одинаковы, то можно написать для i -го газа

$$V_i = V_{\mu} v_i,$$

а для всей смеси

$$V_{\text{см}} = V_{\mu} v_{\text{см}}.$$

Из этих уравнений находим

$$\frac{V_i}{V_{\text{см}}} = \frac{v_i}{v_{\text{см}}}.$$

Следовательно, молярные доли численно равны объемным:

$$y_i = r_i.$$

2.6. Связь между долями

Массовые и объемные (молярные) доли можно связать между собой, если известна плотность ρ_i каждого компонента смеси

$$g_i = \frac{\rho_i r_i}{\sum \rho_i r_i}$$

или

$$r_i = \frac{g_i / \rho_i}{\sum g_i / \rho_i} = \frac{g_i / \mu_i}{\sum g_i / \mu_i}.$$

Молярная масса смеси может быть вычислена по объемному составу смеси

$$\mu_{\text{см}} = \sum \mu_i r_i.$$

Если газовая смесь задана массовым составом, то парциальное давление i -го газа можно вычислить из уравнения состояния

$$p_i = \frac{m_i R_i T_{\text{см}}}{V_{\text{см}}}.$$

Суммируя парциальные давления компонентов, находим давление смеси:

$$p_{\text{см}} = \frac{\sum m_i R_i T_{\text{см}}}{V_{\text{см}}}.$$

Но, с другой стороны, для смеси можно написать уравнение состояния

$$p_{\text{см}} V_{\text{см}} = m_{\text{см}} R_{\text{см}} T_{\text{см}}.$$

Из последних уравнений находим значение газовой постоянной смеси:

$$R_{\text{см}} = \sum \left(\frac{m_i}{m_{\text{см}}} \right) R_i = \sum g_i R_i.$$

Если найдена газовая смеси, то молярная масса смеси определяется из соотношения

$$R_i = \frac{R_{\mu}}{\mu_{\text{см}}}$$

Если для газовой смеси найдены значения молярной массы и газовой постоянной, то в расчетах эту газовую смесь можно рассматривать как однородный газ, подчиняющийся уравнению состояния идеального газа

$$p_{\text{см}} V_{\text{см}} = m_{\text{см}} R_{\text{см}} T_{\text{см}}$$

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

3.1. Энергия

Неотъемлемым свойством материи является движение. Мерой движения материи является энергия.

В термодинамике полная энергия системы

$$E = E_k + E_n + U,$$

где E_k – кинетическая энергия системы, E_n – потенциальная энергия системы во внешних силовых полях, U – внутренняя энергия.

Внутренняя энергия U – эта энергия, заключенная в системе. Внутренняя энергия системы есть сумма всех видов энергий взаимодействия частиц, составляющих систему.

Внутренняя энергия состоит из кинетической энергии поступательного, вращательного и колебательного движений молекул, энергий внутриатомных и внутриядерных движений частиц, из которых состоят атомы и др.

Внутренняя энергия является **функцией состояния**. Поэтому изменение внутренней энергии не зависит от процесса изменения состояния системы, а определяется лишь значениями энергии в конечном и начальном состояниях:

$$\Delta U = U_2 - U_1.$$

Внутренняя энергия – величина аддитивная и для сложной системы определяется суммой внутренних энергий ее частей:

$$U = \sum U_i.$$

Если термодинамическая система находится в состоянии равновесия и отсутствует внешнее поле сил, то полная энергия системы совпадает с внутренней: $E = U$.

Для идеального газа

$$du = c_v dT,$$

т.е. внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры.

3.2. Работа и теплота

Количество энергии в теле может меняться только при осуществлении процесса энергообмена с другими телами. Эта передача энергии может осуществляться двумя известными путями – посредством совершения работы или теплообмена между телами.

Эти способы передачи энергии не являются равноценными. Если совершаемая работа увеличивает энергию любого вида, то теплота без предварительного преобразования в работу увеличивает только внутреннюю энергию термодинамической системы.

Хотя теплота Q и работа L выражаются той же единицей СИ, что и энергия (джоуль), они не являются видами энергии, а представляют собой два способа передачи ее и, следовательно, могут проявляться только в процессе передачи теплоты или работы. Поэтому определенному состоянию системы не соответствует какое-либо значение Q или L .

Работу сил давления при изменении объема системы называют деформационной работой – работой расширения или сжатия. Работа деформации в квазистатическом процессе определяется следующим образом:

$$dL = p dV.$$

Для конечного квазистатического процесса

$$L = \int_1^2 p dV,$$

где пределы 1, 2 представляют собой начальный V_1 и конечный V_2 объемы газа.

При передаче энергии в форме теплоты взаимодействие между телами (системой и окружающей средой) происходит в результате разности температур. Калорическим путем можно определить количество теплоты, полученное (отданное) телом, тепловые эффекты химических реакций, эффекты реакций горения топлив и т.д. Во всех этих случаях элементарное количество теплоты можно определить как произведение теплоемкости вещества на элементарную разность температур:

$$dQ = mcdt ,$$

где m – масса; c – теплоемкость тела.

Таким образом, теплота и работа представляют собой две единственно возможные формы передачи энергии от одного тела к другому. Количество энергии, передаваемое от одного тела к другому в форме теплоты и работы, зависит от процесса и вследствие этого теплота и работа являются функциями процесса.

Суммарное количество теплоты и работы определяет количество энергии, переданное в процессе энергообмена от одного тела к другому в закрытой системе.

3.3. Энтальпия

Одной из энергетических характеристик термодинамической системы является тепловая функция, или энтальпия.

Энтальпия равна сумме внутренней энергии газа U и произведения давления и объема.

$$H = U + pV .$$

Энтальпия системы аналогично внутренней энергии является **функцией состояния**.

Следовательно, в процессе изменения состояния

$$\Delta H = H_2 - H_1 .$$

Энтальпия идеального газа, так же как и внутренняя энергия идеального газа, зависит только от температуры и

$$dh = c_p dT .$$

В термодинамике внутренняя энергия, энтальпия и теплоемкость называют калорическими свойствами вещества, а удельный объем, давление, температура – термическими свойствами.

3.4. Теплоемкость

Теплоемкостью тела называется производная от количества теплоты, поглощенного телом в определенном термодинамическом процессе по его температуре:

$$C = \frac{dQ}{dT},$$

где dQ – элементарное количество теплоты; dT – элементарное изменение температуры.

Различают:

- удельную (массовую) теплоемкость c , $[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \times \text{К}}]$;
- молярную теплоемкость \tilde{c} , $[\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \times \text{К}}]$;
- объемную теплоемкость c' , $[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \times \text{К}}]$.

Соотношение между этими теплоемкостями можно получить следующим образом. Молярная масса 1 кмоль газа составляет μ кг, следовательно, удельная теплоемкость определяется из молярной делением ее на молярную массу:

$$c = \frac{\tilde{c}}{\mu}.$$

Объем 1 кмоль любого газа при нормальных физических условиях составляет $22,4 \text{ м}^3$, поэтому объемная теплоемкость

$$c' = \frac{\tilde{c}}{22,4}.$$

В связи с тем, что теплота, подводимая в процессе к телу, зависит от вида процесса, являясь функцией процесса, теплоемкость будет свойством системы только тогда, когда процесс будет фиксированным, т.е. будет

проходить при постоянном значении каких-либо параметров системы. Такие теплоемкости называются истинными. Теплоемкость в процессе при постоянном объеме c_v называется **изохорной**, а теплоемкость в процессе, идущем при постоянном давлении c_p – **изобарной**.

Разность между теплоемкостями c_v и c_p идеального газа устанавливаются **формулой Майера**, имеющей вид

$$c_p - c_v = R$$

или

$$\tilde{c}_p - \tilde{c}_v = R_\mu.$$

Отношение теплоемкостей c_v и c_p представляют собой показатель адиабаты k , который имеет большое значение и в формулах, и в практических расчетах:

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\tilde{c}_p}{\tilde{c}_v}.$$

Из последних формул следует, что для идеального газа

$$c_v = \frac{R}{k-1},$$

$$c_p = \frac{k}{k-1} R.$$

Кроме истинных теплоемкостей в расчете употребляют **средние теплоемкости** c_m , равные отношению количества теплоты, выделившейся или поглощенной в процессе Q_{1-2} , к изменению температуры при условии, что разность температур – величина конечная:

$$c_m \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{Q_{1-2}}{t_2 - t_1}.$$

Средняя теплоемкость в пределах от t_1 до t_2 определяется так

$$c|_{t_1}^{t_2} = \frac{c|_0^{t_2} t_2 - c|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}.$$

3.5. Теплоемкость газовой смеси

В теплотехнических расчетах необходимо знание теплоемкости газовой смеси. Формула, определяющая теплоемкость газовой смеси, составляется по данным о составе смеси и формулам теплоемкости компонентов.

Если задан массовый состав смеси, то

$$c = \sum g_i c_i$$

Если задан объемный состав смеси, то могут быть использованы формулы объемной теплоемкости, которые для i -го газа имеют вид

$$c' = \sum r_i c'_i,$$

Таким образом, теплоемкость смеси определяется как сумма произведений теплоемкостей газов, составляющих смесь, на их массовые или объемные (молярные) доли.

4. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

4.1. Уравнение первого закона термодинамики для закрытой системы

Уравнение первого закона термодинамики выражает те изменения, которые вызываются в термодинамической системе (рабочем теле) при подводе к ней некоторого количества энергии.

Уравнение первого закона термодинамики записывается в виде

$$dQ = dU + dL = dU + pdV.$$

Для 1 кг рабочего тела это уравнение записывается так:

$$dq = du + dl,$$

или

$$dq = du + pdv,$$

так как $Q = mq$, $U = mu$, $L = ml$, $V = mv$.

Так как $U + pV = H$, то

$$dQ = dH - Vdp$$

или для 1 кг рабочего тела

$$dq = dh - vdp.$$

4.2. Уравнение первого закона термодинамики для потока

Обратимся к подвижной термодинамической системе, в которой вещество (газ, пар) перемещается в пространстве.

При выводе первого закона термодинамики для потока газа или пара полагают:

– вся область движения газа может быть разбита по потоку на элементарные участки, причем в каждом участке по всему сечению параметры газа остаются постоянными (стационарное или установившееся движение);

– изменение параметров движущегося газа от сечения к сечению бесконечно мало по сравнению со значением самих параметров и параметры газа в различных сечениях потока устанавливаются быстро.

Рассмотрим поток в канале произвольной формы, показанный на рис. 1. Между сечениями 1-1 и 2-2 может быть подведено некоторое количество теплоты Q_{1-2} . При отсутствии течения газа в канале будет адиабатным.

При отсутствии течения газа в канале будет адиабатным.

Если движение газа через канал установившееся, то через каждое сечение канала в единицу времени протекает одно и то же количество газа. Для этого случая при определенной скорости газа в каждом сечении канала расход газа

$$\dot{m} = \frac{sw}{v} = \frac{s_1 w_1}{v_1} = \frac{s_2 w_2}{v_2} = \text{const},$$

где \dot{m} – массовый расход газа, s_1, s_2 – площади поперечных сечений канала, w_1, w_2 – скорости газа в соответствующих поперечных сечениях, v_1, v_2 – удельные объемы в тех же поперечных сечениях.

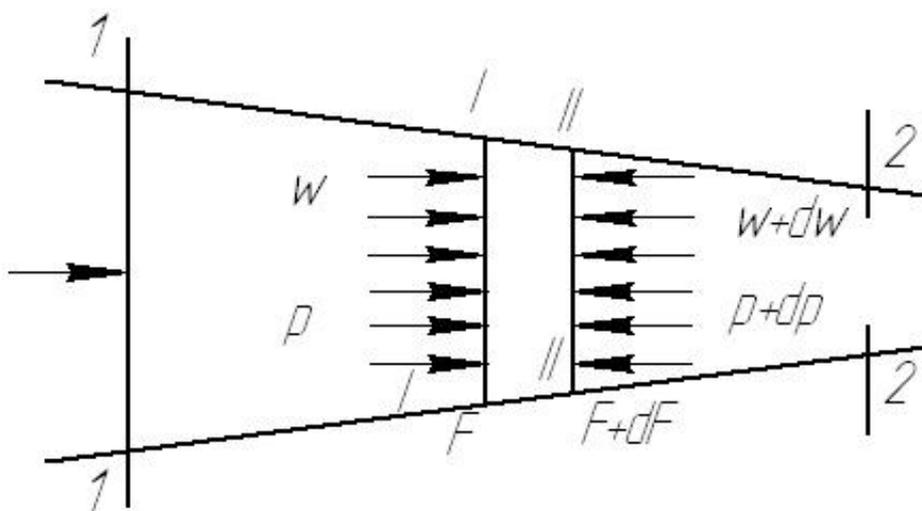


Рис. 1. Поток в канале произвольной формы

Постоянство массового расхода для всех сечений канала в каждый момент времени устанавливает условие неразрывности струи, поэтому последнее уравнение называется уравнением неразрывности или сплошности.

Для рассматриваемого процесса течения газа через канал уравнение первого закона термодинамики для \dot{m} кг газа имеет вид

$$dQ_{1-2} = dU + dL_{1-2} + \dot{m} \frac{dw^2}{2} + \dot{m} g dz.$$

Работа газа против внешних сил в движущемся газе является работой, затраченной на его проталкивание.

Рассмотрим поток газа в канале при одномерном течении. На выделенную массу газа в канале действует слева сила ps , а справа – сила

$$(p + dp)(s + ds).$$

Работа проталкивания (перемещения), учитывая принятые в термодинамике знаки работ, равна

$$dL_{1-2} = (p + dp)(s + ds)(w + dw) - psw.$$

После сокращения и отбрасывания малых величин второго и высшего порядков получим

$$dL_{1-2} = psdw + pwds + wsdp,$$

или

$$dL_{1-2} = pd(sw) + swdp.$$

Так как по уравнению неразрывности $sw = \dot{m}v$, а также учитывая, что расход есть величина постоянная в сплошной среде, получим

$$dL_{1-2} = \dot{m}(pdv + vdp) = \dot{m}d(pv).$$

Относя работу против внешних сил к 1 кг газа, имеем

$$dl_{1-2} = pdv + vdp = d(pv).$$

Величина vdp определяет элементарную работу, произведенную перемещающимся объемом газа при условии, что выделенная масса газа несжимаема. Второе слагаемое pdv представляет собой элементарную работу, которую перемещающийся объем газа совершает в результате деформации под действием равномерно распределенного давления.

Подставляя работу против внешних сил в уравнение первого закона термодинамики, записанного для 1 кг газа, имеем

$$dq = du + dl_{1-2} + \frac{dw^2}{2} = du + d(pv) + \frac{dw^2}{2} = d(u + pv) + \frac{dw^2}{2}.$$

Как известно, $u + pv = h$, следовательно,

$$dq = dh + \frac{dw^2}{2}.$$

Этот уравнение показывает, что теплота, сообщаемая движущемуся газу, расходуется в двух направлениях: на приращение энтальпии газа и на приращение внешней кинетической энергии, т.е. идет на увеличение скорости газового потока.

Это уравнение является основным для потока газа или пара, причем оно справедливо для течений, не сопровождающихся действием сил трения, и для течений, сопровождающихся трением.

Для течений при наличии сил трения уравнение должно быть дополнено двумя членами: $l_{\text{тр}}$, учитывающим работу, расходуемую на преодоление сил трения, и $q_{\text{тр}}$, выражающим приращение теплоты в газовом потоке вследствие трения. Так как работа против сил трения полностью переходит в теплоту, воспринимаемую потоком, то эти два члена одинаковы по значению, имеют разные знаки и поэтому взаимно уничтожаются. Таким образом, наличие сил трения не может нарушить общего баланса энергии.

Следует заметить, что это уравнение справедливо лишь в том случае, когда газ при своем движении совершает работу расширения и не совершает полезной – технической работы. При совершении потоком технической работы уравнение первого закона термодинамики для потока записывается в виде

$$dq_{1-2} = du + d(pv) + \frac{dw^2}{2} + dl_{\text{тех}} = dh + \frac{dw^2}{2} + dl_{\text{тех}}.$$

Для процесса течения газа одновременно с уравнением первого закона термодинамики для потока действует уравнение первого закона записанное через энтальпию для элемента потока:

$$dq = dh - vdp.$$

Подставим в уравнение для потока

$$dq = dh + \frac{dw^2}{2},$$

Получим

$$dh - vdp = dh + \frac{dw^2}{2}, \quad -vdp = \frac{dw^2}{2}.$$

Приращение внешней кинетической энергии тела, равное $-\int_1^2 v dp$,

называется **располагаемой работой**, которая может быть использована в машинах и превращена в другие виды энергии.

5. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

5.1. Равновесные термодинамические процессы и их обратимость.

Циклы прямые и обратные

Уравнение состояния справедливо только для газа, находящегося в равновесии. В этом случае температура и давление одинаковы во всем объеме газа. Если газ не изолирован от внешней среды, то равновесное состояние возможно только при условии полного равновесия с окружающей средой.

Достаточными условиями термомеханического равновесия являются:

– равенство давлений газа и окружающей среды; при равенстве давлений газ не изменяет объем и, следовательно, передача энергии путем работы отсутствует. Это равенство давлений обеспечивает механическое равновесие;

– равенство температур газа и окружающей среды; при равенстве температур, т.е. при термическом равновесии, не возникает передача путем теплообмена.

Всякий термодинамический процесс может возникнуть только при нарушении механического или термического равновесия, т.е. при сжатии или расширении газа, при нагреве или охлаждении газа. Процессы, происходящие при бесконечно малых разностях давлений и температур, называются **равновесными**, а так как они протекают бесконечно медленно, то их называют **квазистатическими**.

Равновесные процессы могут одинаково идти в противоположных направлениях, так как для изменения направления достаточно только на бесконечно малую величину изменить давление ли температуру газа или окружающей среды. Такое свойство равновесных процессов называется **обратимостью**; при обратном направлении обратимого процесса газ последовательно, но в обратном направлении, проходит те же состояния, которые он проходил в прямом процессе. Обратимый процесс, осуществленный в обоих направлениях, не производит изменений в окружающей среде.

Вышесказанное приводит к заключению, что для полной обратимости процесса необходимы следующие условия:

- механическое равновесие, т.е. равенство давлений газа и среды;
- термическое равновесие, т.е. равенство температур газа и среды;
- отсутствие диссипативных эффектов, таких, как трение, турбулентность и т.п.

При изучении тепловых машин большое значение имеют круговые процессы, или циклы. Циклами, показанными на рис. 2, называются замкнутые термодинамические процессы, в ходе которых рабочее тело, пройдя целый ряд состояний, возвращается в первоначальное. Цикл, состоящий из обратимых процессов, называется **обратимым**. Если один из процессов, входящих в цикл, необратим, то цикл называется **необратимым**.

Если цикл протекает по движению часовой стрелки – это **прямой** цикл; цикл, проходящий в направлении против движения часовой стрелки, называется **обратным**. Обратимые процессы – это чисто теоретические процессы; действительные процессы всегда в большей или меньшей степени необратимы, т.е. они могут идти самостоятельно только в одно направлении.

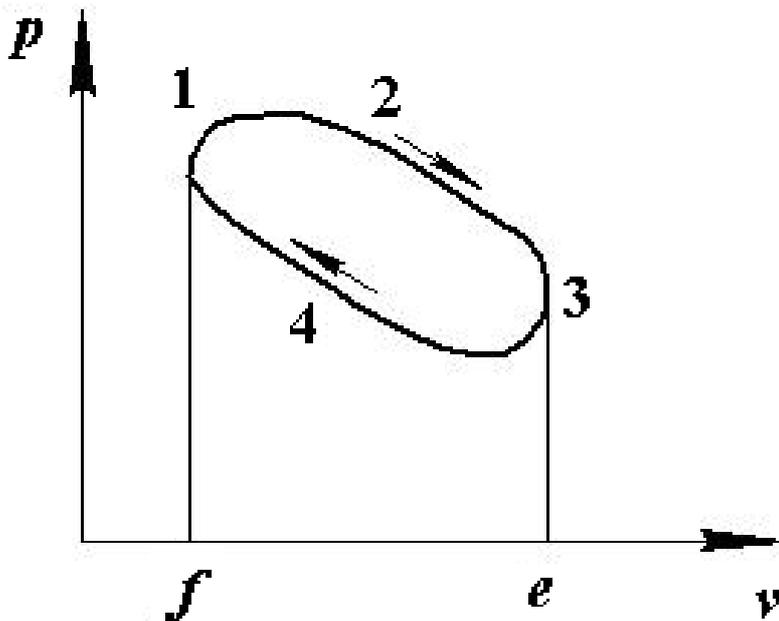


Рис. 2. p v - диаграмма замкнутого цикла

Для обратного протекания процесса необходима затрата извне некоторого количества энергии.

5.2. Изотермический процесс

Равновесный процесс, в течение которого температура системы сохраняется постоянной, называется **изотермическим**.

Примером изотермического процесса может служить процесс кипения чистой воды в открытом сосуде: до тех пор, пока вся вода не выкипит из сосуда, температура воды остается практически постоянной при условии, что атмосферное давление не меняется в процессе кипения.

Кривая изотермического процесса называется **изотермой**.

Для изотермического процесса справедлив закон Бойля-Мариотта

$$p_1 v_1 = p_2 v_2.$$

Это уравнение можно получить из уравнения состояния идеального газа

$$pv = RT.$$

На рисунках 3а, 3б, 3в изображены изотермические процессы на pv , vT , pT диаграммах.

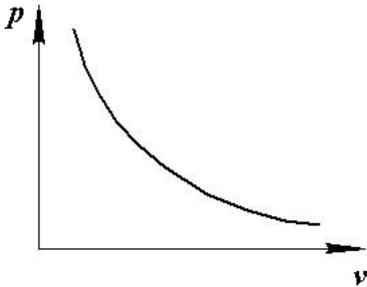


Рис. 3а. pv -диаграмма изотермического процесса

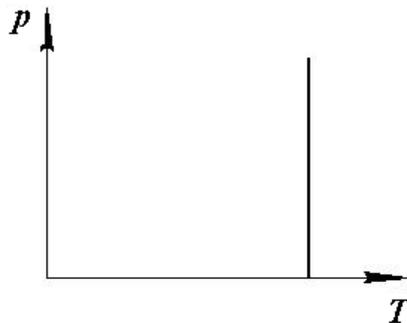


Рис. 3б. vT -диаграмма изотермического процесса

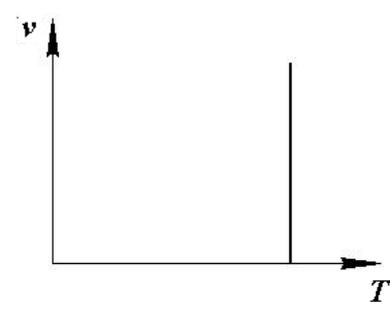


Рис. 3в. pT -диаграмма изотермического процесса

5.3. Изохорный процесс

Равновесный процесс, протекающий при постоянном объеме, называется **изохорным**.

Пример изохорного процесса – нагрев воды в герметически закрытом сосуде. Объем сосуда в процессе нагрева сохраняется

практически постоянным, если пренебречь некоторым расширением сосуда вследствие нагрева, тогда как температура воды в сосуде растет, и давление воды увеличивается

Кривая изохорного процесса называется **изохорой**.

Для изохорного процесса справедлив следующий закон $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$.

На рисунках 4а, 4б, 4в показаны изохорные процессы на $p\nu$, νT , pT диаграммах.

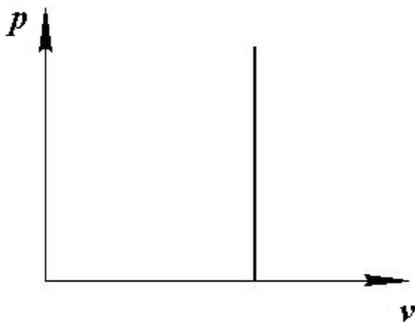


Рис. 4а. $p\nu$ -диаграмма изохорного процесса

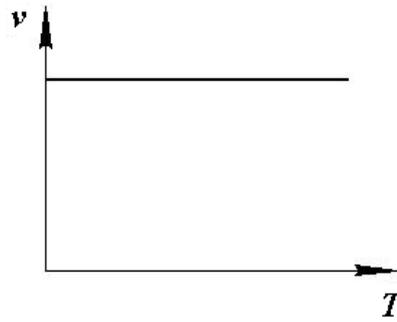


Рис. 4б. νT -диаграмма изохорного процесса

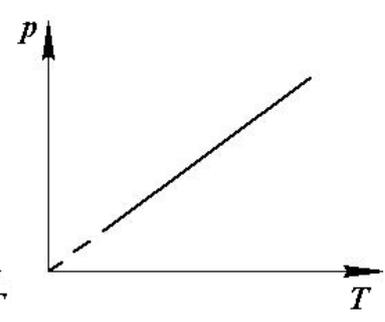


Рис. 4в. pT -диаграмма изохорного процесса

5.4. Изобарный процесс

Равновесный процесс, протекающий при постоянном давлении, называется **изобарным**.

В качестве примера изобарного процесса можно привести нагрев воды, находящейся в открытом сосуде; давление в этом случае остается постоянным и равным атмосферному давлению, тогда как температура растет и изменяется удельный вес воды.

Кривая изобарного процесса называется **изобарой**.

Для изохорного процесса справедлив закон Гей-Люссака

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

На рисунках 5а, 5б, 5в показаны изобарные процессы на $p\nu$, νT , pT диаграммах.

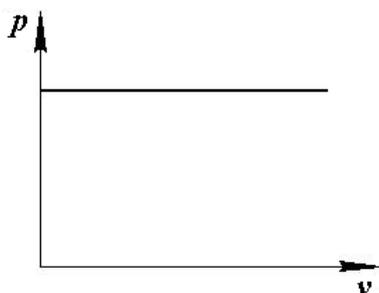


Рис. 5а. $p\nu$ -диаграмма
изобарного процесса

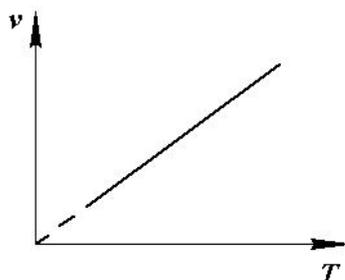


Рис. 5б. νT -диаграмма
изобарного процесса

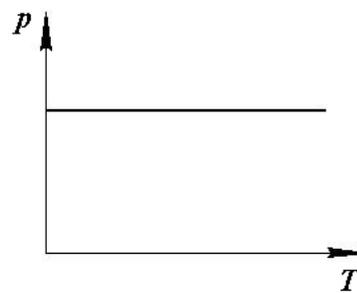


Рис. 5в. pT -диаграмма
изобарного процесса

5.5. Адиабатный процесс

Равновесный процесс, в котором к термодинамической системе не подводится от окружающей среды и не отводится в окружающую среду тепло, называется **адиабатным**.

В нем отсутствует теплообмен между системой и окружающей средой. Чем меньше теплопроводность изоляции системы, тем в большей степени процесс приближается к адиабатному.

Кривая адиабатного процесса называется **адиабатой**.

Уравнение адиабаты $p\nu^k = \text{const}$. k – показатель адиабаты, $k \in (0, \infty)$.

5.6. Политропный процесс

Политропный процесс – термодинамический процесс, во время которого удельная теплоемкость c газа остается неизменной. Частными явлениями политропного процесса являются изопроцессы и адиабатный процесс.

Для идеального газа уравнение полироты может быть записано в виде

$$p\nu^n = \text{const},$$

где величина $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$ называется показателем политропы.

5.7. Зависимость между параметрами газа в политропном процессе

В политропном процессе идеального газа изменение параметров могут быть выражены определенными зависимостями.

Зависимость между температурой газа и удельным объемом определяется путем замены давления в последнем уравнении его значением из уравнения состояния идеального газа

$$Tv^{n-1} = \text{const}.$$

Зависимость между давлением и температурой

$$\frac{T^n}{p^{n-1}} = \text{const}.$$

5.8. Работа, внутренняя энергия и теплота политропного процесса

Работа и теплоты являются функциями процесса и в явном виде связаны с показателем политропы.

Выражение для работы в политропном процессе записывается так

$$l = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}.$$

Можно получить другие выражения для работы в политропном процессе. Так как для идеального газа $pv = RT$, то

$$l = \frac{R(T_1 - T_2)}{n-1}.$$

Уравнение для работы можно преобразовать следующим образом

$$l = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{1-n} = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} \right) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right).$$

Отношение температур может быть затенено отношением давлений и тогда последнее уравнение приводится к виду, часто применяемому в теории турбин и газодинамике

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right) = \frac{RT_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right).$$

Изменение внутренней энергии газа определяется общей формулой

$$du = c_v dT$$

или

$$du = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1).$$

Подводимое количество теплоты может быть определено по формулам

$$dq = c_v \frac{k-n}{1-n} (T_2 - T_1)$$

или

$$q = c_v (T_2 - T_1) + l,$$

здесь вместо l можно подставить любую формулу работы.

5.9. Исследование политропного процесса

Основное значение во всех последующих расчетах процессов имеет показатель политропы n и вполне естественно именно его взять за основу исследования политропных процессов.

Исследуем политропный процесс при различных значениях n .

Если показатель политропы $n = 0$, то $pv^n = pv^0 = p = \text{const}$.

Таким образом, политропный процесс с показателем $n = 0$ протекает при постоянном давлении, т.е. является изобарным. Работа газа в изобарном процессе $l = p(v_2 - v_1)$ или $l = R(T_2 - T_1)$.

Подведенное количество теплоты

$$q = \Delta h$$

Если $n = 1$, то находим, что $pv^n = pv^1 = pv = \text{const}$.

Процесс при $n = 1$ происходит при постоянной температуре газа и является изотермическим.

Так как температура в процессе не меняется, то внутренняя энергия газа также остается постоянной и $du = 0$. Следовательно, уравнение первого закона термодинамики для этого процесса имеет вид

$$dq = dl,$$

вся подведенная теплота превращается в работу расширения газа и обратно, вся работа, затраченная на сжатие газа, должна быть отведена в окружающую среду в форме теплоты.

Работа газа в этом процессе определяется из общего уравнения с учетом того, что $pv = RT = \text{const}$. Находим

$$l = RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Если показатель политропы $n = \pm\infty$, то общую зависимость между давлением и объемом в политропном процессе можно представить в виде

$$p^{1/n} v = \text{const}.$$

По мере увеличения показателя политропы и приближения его значения к бесконечности величина $1/n$ стремится к 0; в пределе получаем

$$p^0 v = v = \text{const}.$$

Таким образом, при показателе политропы $n = \pm\infty$ политропный процесс превращается в процесс, происходящий при $v = \text{const}$, т.е. в изохорный процесс.

Так как $dv = 0$, то газ в этом процессе работы не совершает работу и уравнение первого закона термодинамики приводится к виду

$$dq = du, \text{ или } q = c_v(T_2 - T_1).$$

6. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

6.1. Положение второго закона термодинамики

Первый закон термодинамики представляет собой математическое выражение общего закона сохранения и превращения энергии. Утверждение о невозможности получения работы за счет энергии тел, находящихся в термодинамическом равновесии, составляет основное положение второго закона термодинамики.

При рассмотрении положений второго закона чаще всего исходят из аксиом, основанных на частных соображениях о работе тепловых двигателей.

Существует много эквивалентных друг другу формулировок второго закона:

- тепло не может самопроизвольно переходить от менее нагретого тела к более нагретому телу;
- невозможен процесс, единственным результатом которого состоял бы в поглощении теплоты от нагревателя и полном преобразовании этой теплоты в работу;
- невозможно построить периодически действующую машину, единственным результатом действия которой было бы совершение механической работы за счет охлаждения теплового резервуара.

6.2. Цикл Карно. Теорема Карно

Цикл, дающий максимальное значение термического КПД (при определенных температурах нагревателя и охладителя), предложенный французским ученым – инженером Сади Карно, носит название цикла Карно.

Цикл Карно (рис. 6) представляет собой круговой процесс 1-2-3-4-1.

Этот цикл состоит из адиабат 2-3 и 4-1 и изотерм 1-2 и 3-4.

Прямой цикл совершается по направлению 1-2-3-4-1, и физическая картина явлений может быть представлена следующим образом.

В точке 1 находится рабочее тело (газ) с давлением p_1 , объемом v_1 и температурой T_1 , равной температуре нагревателя, заключающего в себе большой запас энергии. Поршень двигателя под влиянием высокого давления начинает двигаться вправо, при этом внутреннее пространство цилиндра сообщено с нагревателем, поддерживающим в расширяющемся газе постоянную температуру T_1 посредством передачи ему

соответствующего количества энергии в виде теплоты. Таким образом, расширение газа идет изотермически по кривой 1-2. в точке 2 цилиндр изолируется от нагревателя, но газ продолжает расширяться, двигая поршень в том же направлении; процесс расширения идет без подвода теплоты, т.е. адиабатно по кривой 2-3. в этом процессе газ в работу расширения превращает часть внутренней энергии и, следовательно, понижает свою температуру до значения T_2 , равного температуре охладителя. В этот момент поршень достигает своего крайнего правого положения.

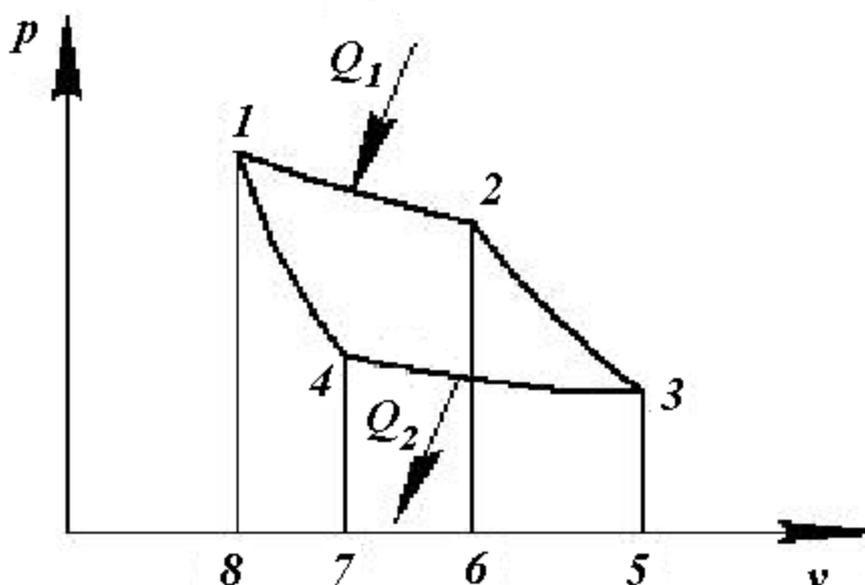


Рис. 6. Цикл Карно на $p\nu$ -диаграмме:

- 1-2 изотермическое расширение; 2-3 адиабатное расширение;
3-4 изотермическое сжатие; 4-1 адиабатное сжатие

Обратное движение поршня происходит под воздействием энергии, накопленной в маховике и передаваемой посредством кривошипно-ползунного механизма; газ сжимается сначала изотермически, для этого внутреннее пространство цилиндра сообщается с охладителем, поддерживающим температуру T_2 , а в точке 4 цилиндр изолируется от охладителя, и дальнейшее сжатие идет по адиабате 4-1. сжатие кончается в точке 1, где газ приходит к своему начальному состоянию. Цикл закончен и возможно повторение его сколько угодно раз. Проследим процессы происходящие в рабочем теле в этом цикле. Рабочее тело обладает свойствами идеального газа.

Термический КПД цикла Карно может быть выражен формулой

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Замечание: как видно, значение η_t зависит от температур T_1 и T_2 .

При этом η_t тем больше, чем больше разница между T_1 и T_2 . Термический КПД цикла Карно равен единице в практически недостижимых случаях, когда $T_2 = 0$ или $T_1 = \infty$. Реальная тепловая машина не может работать по циклу Карно, так как температура рабочего тела не равна температуре горячего источника T_1 . Это возможно лишь при бесконечно медленном протекании процессов в цикле, и конечная работа будет получаться за бесконечно большое время. Мощность двигателя, работающего по циклу Карно, равна нулю.

Терема Карно: (без доказательства) термический КПД цикла с двумя источниками теплоты не зависит от свойств рабочего тела цикла.

6.3. Энтропия, термодинамическое тождество

Энтропия – мера необратимого рассеяния энергии. В термодинамике введена Клаузиусом в 1865г., который показал, что процесс превращения теплоты в работу подчиняется второму закону термодинамики. Математически в термодинамике энтропия выражается

$$\frac{dQ}{T} = dS, \text{ или } dQ = TdS,$$

т.е. энтропия – функция, для которой $\frac{dQ}{T}$ является полным дифференциалом, т.к. $\oint \frac{dQ}{T} = 0$ (для необратимых процессов).

Выражение $dQ = TdS$ – второй закон термодинамики для обратимых процессов. Энтропия – параметр состояния, являющийся его функцией.

6.4. Изменение энтропии в процессах

В большинстве термодинамических процессов энтропия рабочего тела меняет свое значение.

Теплоемкости идеального газа не зависят от температуры приведем два уравнения дают возможность определить **изменение энтропии в основных процессах идеального газа.**

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + (c_p - c_v) \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - (c_p - c_v) \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Для политропного процесса с показателем политропы n получим

$$s_2 - s_1 = c_v (n - k) \ln \frac{v_1}{v_2}$$

или

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n - k}{n} \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Можно изменение энтропии выразить также через изменение температуры

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{k - n}{n - 1} \ln \frac{T_1}{T_2}.$$

Для основных термодинамических процессов можно получить следующие формулы:

для изохорного процесса

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1};$$

для изобарного процесса

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1};$$

для изотермического процесса

$$s_2 - s_1 = (c_p - c_v) \ln \frac{v_2}{v_1} = (c_p - c_v) \ln \frac{p_1}{p_2};$$

для адиабатного процесса

$$s_2 - s_1 = 0; \quad s_2 = s_1; \quad s = \text{const}.$$

Таким образом, обратимый адиабатный процесс протекает без изменения энтропии, поэтому обратимый адиабатный процесс называется **изоэнтропным**.

6.5. Изображение на Ts -диаграмме основных процессов

Основные процессы представлены на рис. 7:

- 2-0-1 адиабатный процесс $s = \text{const}$;
- 0-1 температура убывает, внутренняя энергия убывает, совершается работа расширения $l_{ц}$;
- 0-2 температура возрастает, внутренняя энергия возрастает, газ сжимается;
- 4-0-3 изотермический процесс; $T = \text{const}$;
- 0-3 энтропия возрастает, подводится теплота, совершается работа расширения;
- 0-4 энтропия убывает, отводится теплота, газ сжимается;
- 5-0-6 изохорный процесс и 7-0-8 изобарный процесс.

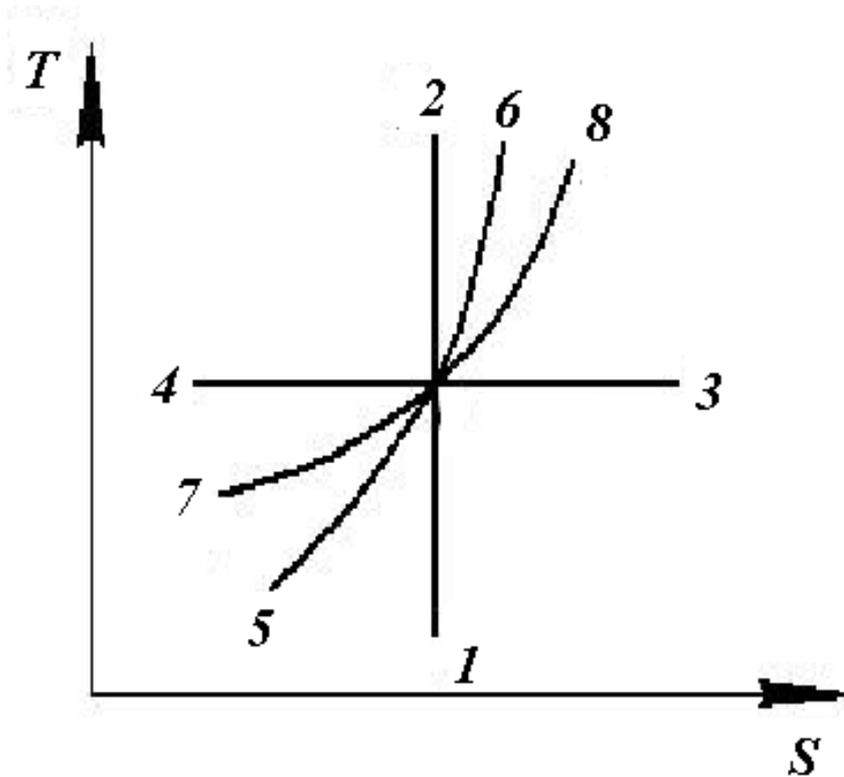


Рис. 7. Ts -диаграмма основных термодинамических процессов в газах

Если теплоемкости c_p и c_v постоянны, то это логарифмические кривые.

$$\text{Для изохоры } \Delta s_v = c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right).$$

$$\text{Для изобары } \Delta s_p = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right).$$

Так как $c_p > c_v$, то при одинаковом повышении температуры, энтропия в изобарном процессе увеличивается больше, чем в изохорном: $\Delta s_p > \Delta s_v$.

Следовательно, кривая изобарного процесса идет в диаграмме более полого, чем кривая изохорного процесса.

6.6. Цикл Карно на Ts - диаграмме

На рис. 8 показан цикл Карно с применением Ts диаграммы.

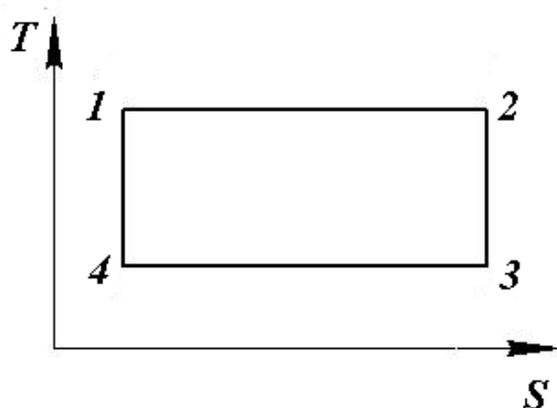


Рис. 8. Цикл Карно на Ts -диаграмме

Количество теплоты, эквивалентное работе цикла равно площади, т.е.

$$l_{\text{ц}} = (T_1 - T_2)(s_1 - s_2)$$

Термический КПД

$$\eta_t = \frac{(T_1 - T_2)(s_2 - s_2)}{T_1(s_2 - s_2)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

7. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ И ПАРЫ

7.1. Понятие о фазовом переходе

Все реальные газы являются парами тех или иных жидкостей, причем чем ближе газ к переходу в жидкое состояние, тем больше его свойства отклоняются от свойств идеального газа, состояние которого описывается уравнением Клапейрона. Уравнение состояния реального газа выводятся или чисто теоретически на основе гипотетических представлений о структуре газа, или на основании обработки экспериментальных зависимостей между параметрами p , v , T .

Если сжимать газ при постоянной температуре, то можно достигнуть состояния насыщения (сжижения газа), соответствующего этой

температуре и некоторому определенному давлению. При дальнейшем сжатии пар будет конденсироваться и в определенный момент полностью превратится в жидкость. Процесс перехода пара в жидкость проходит при постоянных температуре и давлении, так как давление насыщенного пара однозначно определяется температурой.

На рис. 9 показана $p\nu$ – диаграмма, где область двухфазных состояний (пар и жидкость) лежит между кривыми кипящей жидкости и сухого насыщенного пара. При увеличении давления эти кривые сближаются. Сближение происходит потому, что объем пара уменьшается, а объем жидкости увеличивается.

При некотором определенном для данной жидкости (пара) давлении кривые кипящей жидкости и пара встречаются в так называемой критической точке K , которой соответствуют критические параметры: давление $p_{кр}$, температура $T_{кр}$, удельный объем $\nu_{кр}$, характеризующие критическое состояние вещества. При критическом состоянии исчезают различия между жидкостью и паром. Оно является предельным физическим состоянием как для однородного, так и для распавшегося на две фазы вещества. При температуре более высокой, чем критическая, газ ни при каком давлении не может сконденсироваться, т.е. превратиться в жидкость.



Рис. 9. $p\nu$ – диаграмма фазовых переходов

7.2. Реальный газ. Термодинамические свойства реальных газов

Реальные газы описываются уравнением состояния идеального газа только приближенно, и отклонения от идеального поведения становятся заметными при высоких давлениях и низких температурах, особенно когда газ близок к конденсации.

Одной из наглядных характеристик отклонений реальных газов от идеального поведения оказывается мольный объем газа $V_{\mu} = V/n$. Для идеального газа он равен 22,414 л при 1 атм и 273 К. Значения V_{μ} для некоторых реальных газов представлены в следующей таблице.

Мольные объемы газов при 1 атм и 273 К

Газ	V_{μ} , л×моль ⁻¹	Газ	V_{μ} , л×моль ⁻¹
H ₂	22,43	CO ₂	22,26
He	22,43	N ₂ O	22,25
Ne	22,42	H ₂ O	22,14
F ₂	22,42	NH ₃	22,08
N ₂	22,40	Cl ₂	22,02
CO	22,40	SO ₂	21,89
O ₂	22,39	C ₄ H ₁₀	21,5
CH ₄	22,36	O ₃	21,6

Наиболее удобной мерой неидеальности является **фактор сжимаемости** $Z = pV_{\mu}/RT$, поскольку для идеального газа $Z = 1$ при любых условиях.

На рис. 10 представлены факторы сжимаемости для некоторых реальных газов как функции давления при 298 К (для сравнения поведение идеального газа показано пунктиром). При высоких давлениях для всех газов $Z > 1$, т.е. их труднее сжать, чем идеальный газ, поскольку в этой области преобладают силы межмолекулярного отталкивания.

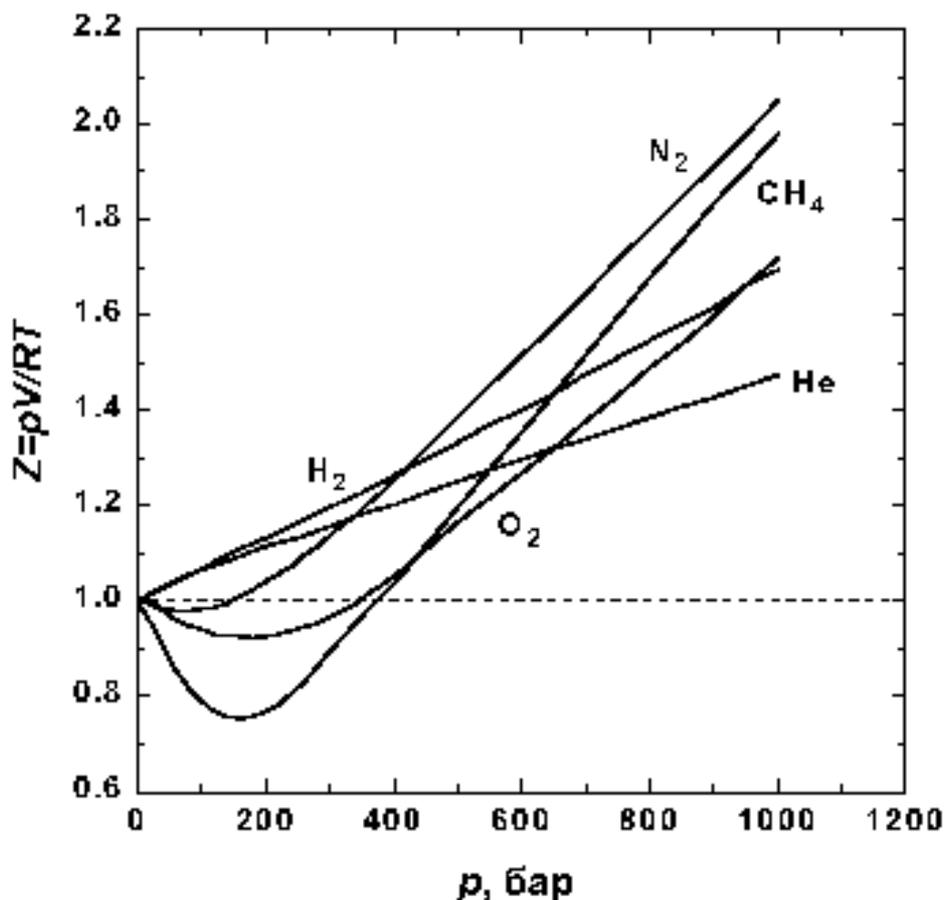


Рис. 10. Зависимость фактора сжимаемости реальных газов от давления

Из рис. 10 видно, что при более низких давлениях для некоторых газов $Z > 1$, что объясняется преобладанием межмолекулярного притяжения. При $p \rightarrow 0$ эффект межмолекулярного притяжения исчезает, потому что расстояние между молекулами стремится к бесконечности, и для всех газов $Z \rightarrow 1$, т.е. в этих условиях все газы ведут себя почти идеально.

На рис. 11 представлены факторы сжимаемости для азота при разных температурах. По мере уменьшения температуры эффект межмолекулярного притяжения увеличивается (что проявляется в образовании минимума на кривых в области давлений около 100 бар). Минимум на кривых обнаруживается для всех газов, если температура достаточно низка.

У водорода и гелия, имеющих очень низкие температуры кипения, этот минимум наблюдается только при температурах значительно ниже 0°C .

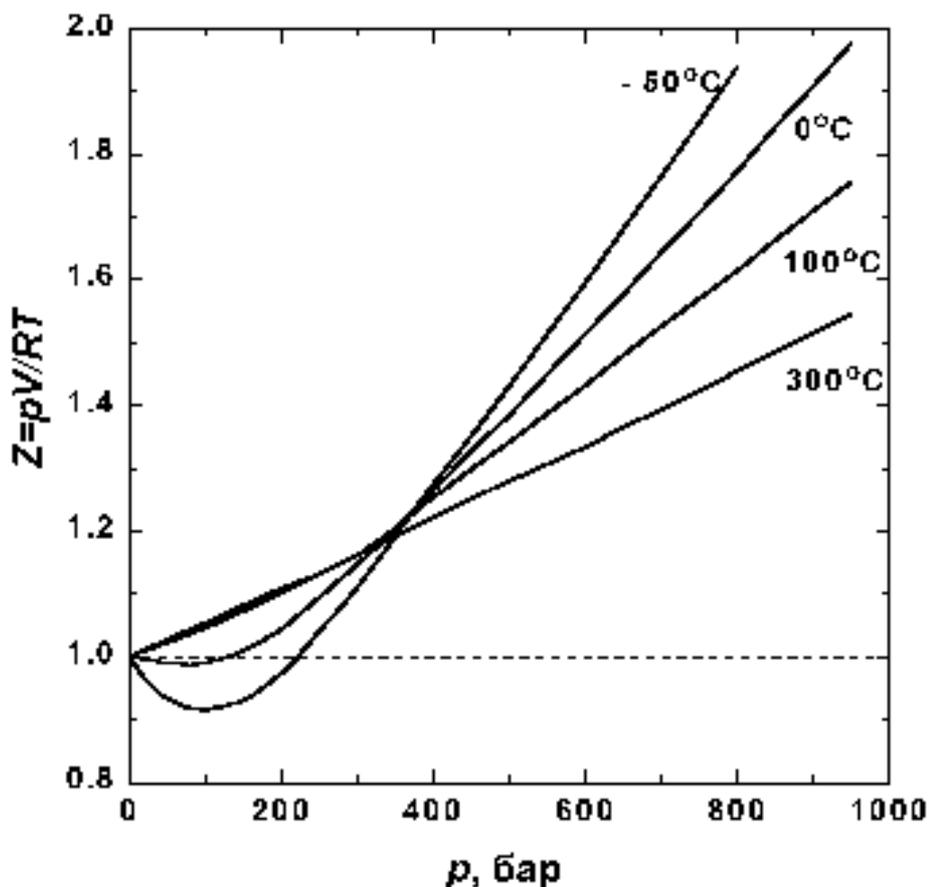


Рис. 11. Зависимость фактора сжимаемости от давления для азота при различных температурах

Из приведенных данных видно, что при низких давлениях реальные газы могут быть более сжимаемыми ($Z < 1$), чем идеальный газ, а при высоких – менее ($Z > 1$). Очевидно, что основными причинами отклонений свойств реальных газов от свойств идеального газа оказываются взаимное притяжение молекул и наличие у них собственного объема. Наиболее ярко межмолекулярное притяжение в реальных газах проявляется в их способности к конденсации – переходу в жидкое состояние.

7.3. Уравнение состояния реальных газов (уравнение Ван-дер-Ваальса)

Широкое распространение в научных исследованиях получило **уравнение Ван-дер-Ваальса**, выведенное путем пересмотра в некоторых допущений, лежащих в основе уравнения состояния идеального газа. Уравнение состояния реального газа с учетом сил, действующих между молекулами, и их объема для 1 кг газа имеет вид

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT.$$

Это уравнение отличается от уравнения Клапейрона двумя поправками:

- поправкой на объем самих молекул b ,
- поправкой на так называемое внутреннее давление a/v^2 , обусловленное взаимным притяжением молекул газа.

При $T > T_{\text{кр}}$ изотермы плавные кривые, незначительно отличаются от гипербол. При $T < T_{\text{кр}}$ существенную роль играет поправка a/v^2 .

Давление проходит через максимум в точке С (рис. 12). Затем при дальнейшем уменьшении объема давление падает и проходит через минимум в точке В (рис.12), а затем резко увеличивается по мере приближения v к b .

При $T = T_{\text{кр}}$ максимум и минимум на изотерме сливаются в точке перегиба К, как показано на рис. 12.

В результате получим, что параметры критической точки К определяются по формулам:

$$T_{\text{кр}} = \frac{8a}{27Rb}; \quad v_{\text{кр}} = 3b; \quad p_{\text{кр}} = \frac{a}{27b^2}.$$

Из последних соотношений можно определить индивидуальные константы a и b , зависящие от физических свойств данного газа:

$$a = \frac{27}{64} \frac{R^2 T_{\text{кр}}^2}{p_{\text{кр}}}; \quad b = \frac{v_{\text{кр}}}{3}.$$

Участки AB и CD получаются только экспериментально. Вещество на этих участках находится в виде перегретой жидкости и перенасыщенного (переохлажденного пара).

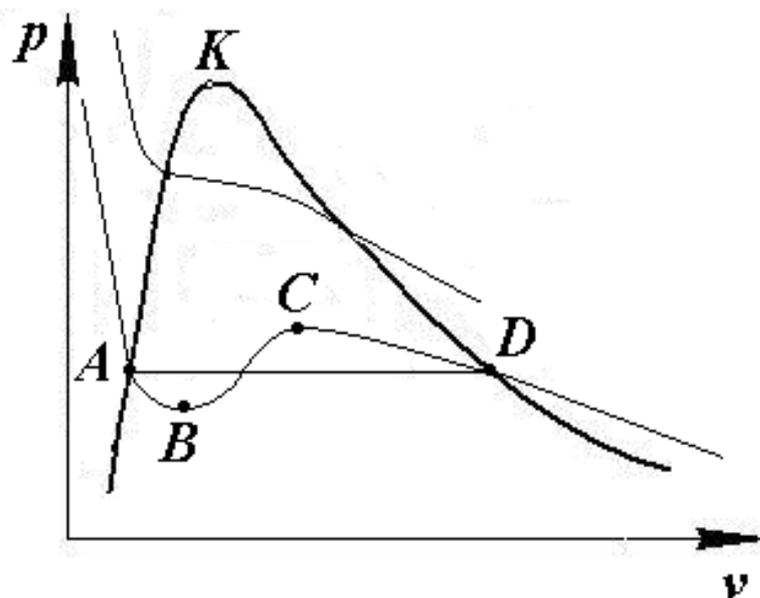


Рис.12. Критические изотермы, построенные по уравнению Ван-дер-Ваальса

7.4. Парообразование при постоянном давлении

Рассмотрим следующий рисунок 13: 1 кг жидкости при t_0 находится в цилиндре под поршнем при постоянном внешнем давлении. Удельный объем жидкости v'_0 . Считая жидкость несжимаемой можно провести изохору через точки l' , l , l'' . Для несжимаемой жидкости эта изохора совпадает с изотермой при t_0 .

Если при постоянном давлении подводить тепло, то при t_H жидкость начнет превращаться в пар, точка m . Удельный объем из-за нагрева станет v' .

При более высоком давлении процесс парообразования начнется при более высокой температуре.

Следовательно, объем при достижении точки кипения будет больше, точка m'' .

Кривая $m' - m - m''$ отображает состояние жидкости в точке кипения. Она называется **пограничной кривой жидкости**.

Если дальше подводить теплоту при постоянном давлении, то температура смеси пара и жидкости останется постоянной до точки n и равной температуре кипения t_H .

В точке n вся жизнь превратится в пар. Между m и n система двухфазная, пар в этой области влажный и насыщенный. Начиная с точки n пар – **сухой насыщенный**.

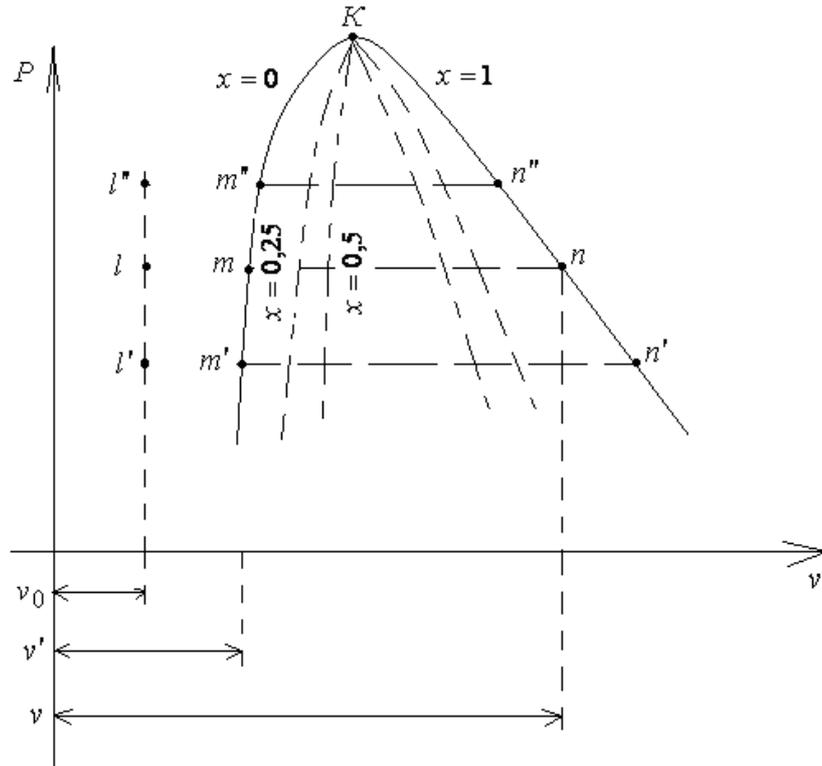


Рис. 13. p - v - диаграмма изменения параметров состояния пара

При других давлениях получим точки n' и n'' . Кривая $n'-n-n''$ – **пограничная кривая пара**. Пересечение кривых определяет положение критической точки K .

Степень сухости пара x – массовая доля сухого насыщенного пара во влажном

$$x = \frac{m_{\text{с.п.}}}{m_{\text{в.п.}}}.$$

Для точек, лежащих на пограничной кривой жидкости, $x=0$, для точек, лежащих на пограничной кривой пара, $x=1$. Если к сухому насыщенному пару продолжать подводить теплоту при постоянном давлении, то удельный объем и температура увеличиваются. Пар в этом состоянии называют **перегретым**. Система правее точки n однофазная.

7.5. Тройная точка. Фазовые переходы

В предыдущей теме мы рассматривали процесс парообразования, т.е. переход из жидкого состояния в парообразное, осуществляемый при постоянном давлении. Аналогичный переход из твердого состояния в газообразное называют возгонкой или сублимацией, а из твердого состояния к жидкому – плавлением. Состояния вещества при этих превращениях считают устойчивыми, стабильными. При этом всякие изменения состояния считаются квазистатическими, как это обычно принято в термодинамике.

Переход из одного агрегатного состояния в другое удобно рассматривать на фазовой pt – диаграмме (рис. 14). Кривая равновесия жидкой и газообразной фаз заканчивается в критической точке К. Если от жидкости отбирать теплоту при постоянном давлении, то при определенной температуре жидкость переходит в твердое состояние.

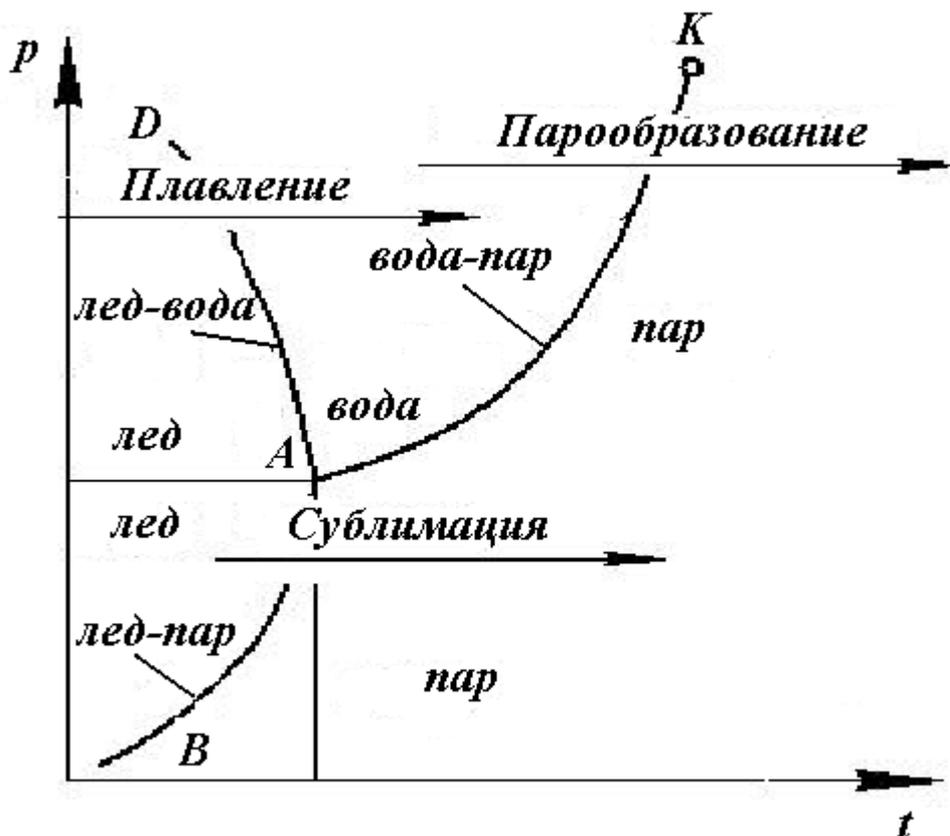


Рис. 14. pt – диаграмма изменения агрегатного состояния

На pt – диаграмме АК – зависимость между давлением сухого пара и температурой кипения $p = f(t_H)$, т.е. кривая парообразования. Кривая равновесия жидкой и газообразной фаз заканчивается в критической точке К.

Если от жидкости отбирать тепло при постоянном давлении, то при определенной температуре она переходит в твердое состояние. Температура, при которой осуществляется этот переход, называется **температурой затвердевания или плавления** $t_{\text{ПЛ}}$, а количество теплоты, отбираемое в этом процессе, называется **теплотой плавления**. При плавлении, так же как и при парообразовании, вещество находится в двух фазах.

На диаграмме АД – кривая плавления – обе фазы в равновесии, $p = f(t_{\text{ПЛ}})$.

Переход из твердого тела в газообразное называется **сублимацией**. АВ – кривая сублимации, $p = f(t_c)$, характеризующая переход твердой фазы в газообразную. Этот переход при **температуре сублимации** t_c происходит вследствие подведения некоторого количества теплоты, носящего название **теплоты сублимации**. Точки этой кривой соответствуют двухфазной системе твердое тело-газ. Все три кривые равновесия (парообразования, плавления и сублимации) пересекаются в некоторой характерной для каждого вещества точке. Эта точка А называется **тройной точкой**, а изображаемое ею состояние – **фундаментальным**. В этой точке находятся в термодинамическом равновесии три фазы вещества: твердая, жидкая и газообразная. Все три фазы находятся в равновесии.

7.6. Основные процессы изменения состояния водяного пара

При подводе теплоты к водяному пару давление и температура повышается. Если начальное состояние вблизи $x = 0$, то с увеличением температуры степень сухости уменьшается. Если начальное состояние находится вблизи $x = 1$, то с увеличением температуры степень сухости увеличивается.

В изохорном процессе внешняя работа равна нулю. Подведенная теплота расходуется на изменение внутренней энергии рабочего тела

$$u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1).$$

Если объем смеси v меньше объема сухого насыщенного пара в конце процесса v'' , то в конечном состоянии пар влажный, если больше, то пар перегретый.

Также степень сухости влажного пара можно определить по формуле

$$x = \frac{m''}{m' + m''},$$

где $m_{\text{с.п.}}$ – масса сухого насыщенного пара, $m_{\text{к.ж.}}$ – масса кипящей жидкости.

Степень сухости принимает значения $0 \leq x \leq 1$.

Степень влажности

$$y = 1 - x \text{ или } y = \frac{m'}{m' + m''}.$$

Параметры влажного насыщенного пара при заданной сухости могут быть определены из следующих соотношений:

$$v_x = v'(1 - x) + v''x = v' + x(v'' - v')$$

Изобара в области влажного пара – горизонтальная прямая ($b-c$), в области перегретого пара – кривая, выпущенная вверх ($c-e$).

Изменение удельной внутренней энергии пара

$$\Delta u = u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - p(v_2 - v_1),$$

внешняя работа

$$l = p(v_2 - v_1) = q - \Delta u.$$

Подводимое количество удельной теплоты $q = r_2 - r_1$.

Если теплота задана, можно найти параметры второй точки в области двухфазных состояний.

$$h_x = h'(1 - x) + h''x = h' + x(h'' - h') = h' + rx.$$

Удельная внутренняя энергия пара изменяется в отличие от внутренней энергии идеального газа за счет потенциальной составляющей

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1).$$

В изотермическом процессе подводимое количество теплоты

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

Внешняя работа по первому закону термодинамики

$$l = q - \Delta u.$$

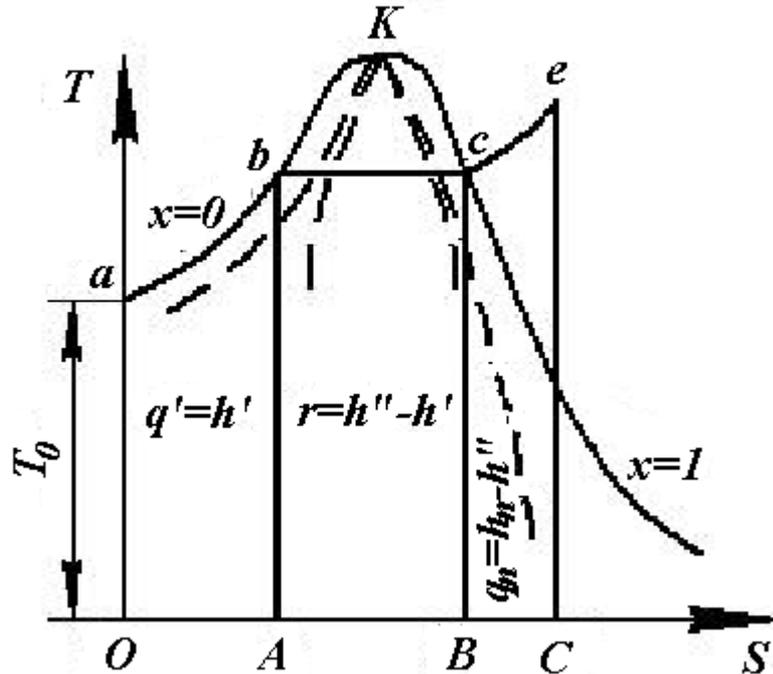
$$s_x = s'(1 - x) + s''x = s' + x(s'' - s') = s' + \frac{rx}{T};$$

$$V = m'v' + m''v''.$$

Для графического изображения процессов, происходящих в паре, удобно пользоваться Ts – диаграммой, представленной на рис. 15, ибо в ней площадь под кривой обратимого процесса дает количество теплоты, сообщаемое телу или отнимаемое от него.

Так в координатах $p\nu$ и Ts любая точка изображает определенное состояние тела, то точкам $p\nu$ – диаграмм должны соответствовать определенные точки Ts – диаграммы.

Переносим по точкам пограничную кривую жидкости ($x = 0$) из $p\nu$ - в Ts - диаграмму, получим соответствующую ей кривую, абсциссами которой являются значения s' . аналогично наносится пограничная кривая пара ($x = 1$), абсциссами которой будут значения энтропии сухого насыщенного пара s'' .

Рис. 15. Ts – диаграмма пара

Учитывая, что количество теплоты в процессе $p = \text{const}$ равно разности энтальпий $q' = h'$, $r = h'' - h'$, $q_n = h_n - h''$, площадь, ограниченная ординатами, осью абсцисс и изобарой, проходящей через точку, определяет энтальпия в данной точке. Точка пересечения пограничных кривых жидкости и пара является критической точкой К.

8. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОМПРЕССОРАХ

8.1. Одноступенчатые компрессоры

Компрессором называется машина для сжатия газов. Различные типы компрессоров широко применяются в самых разнообразных областях. По конструктивным признакам компрессоры подразделяются на 2 группы – объемные (компрессоры статического сжатия) и лопаточные (компрессоры динамического сжатия).

Объемные компрессоры делятся на 2 типа поршневые и турбинные.

Принцип действия поршневого компрессора (рис. 16).

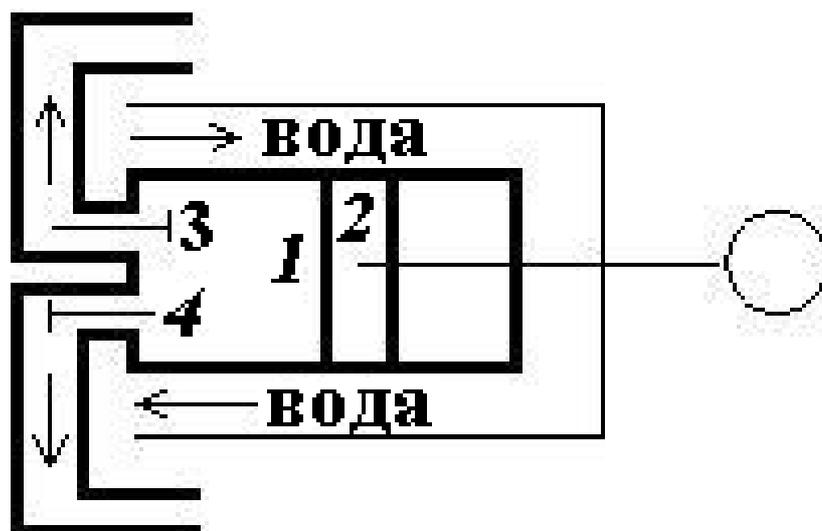


Рис. 16. Поршневой компрессор

В цилиндре 1 – движется поршень 2, совершающий возвратно-поступательное движение. При движении поршня слева направо происходит всасывание рабочего тела (при этом клапан 3 открыт) при практически постоянном давлении (если сжимается атмосферный воздух, то в течение процесса всасывания давление в цилиндре несколько ниже атмосферного).

После того как поршень дойдет до правого крайнего положения, процесс всасывания заканчивается клапан 3 закрывается и поршень начинает двигаться в обратном направлении – справа налево. Давление в цилиндре повышается. Когда давление газа достигает значение большее давления в резервуаре, куда подается газ, открывается клапан 4 и сжатый газ поступает в этот резервуар.

Дойдя до левого крайнего положения, поршень вновь начинает двигаться слева направо, и процесс повторяется.

8.2. Работа и мощность на привод компрессора

Основной целью термодинамического расчета компрессора является определение затраченной удельной работы на получение сжатого газа и определение мощности приводного двигателя.

Рассмотрим теоретический одноступенчатый компрессор при следующих допущениях:

1. Геометрический объем цилиндра компрессора равен рабочему объему (отсутствует вредное пространство);

2. Отсутствуют потери работы на трение поршня о стенки цилиндра и дросселирование;

3. Всасывание газа в цилиндр и нагнетание в резервуар осуществляется при постоянном давлении.

На рис. 17 изображена индикаторная диаграмма компрессора.

Затраченная удельная работа определяется так

$$l = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

Процесс сжатия газа в компрессоре в зависимости от условий теплообмена между рабочим телом со стенками цилиндра может осуществляться по изотерме 1-2, политропе 1-2', адиабате – 1-2''.

При изотермическом сжатии

$$l_{к,из} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

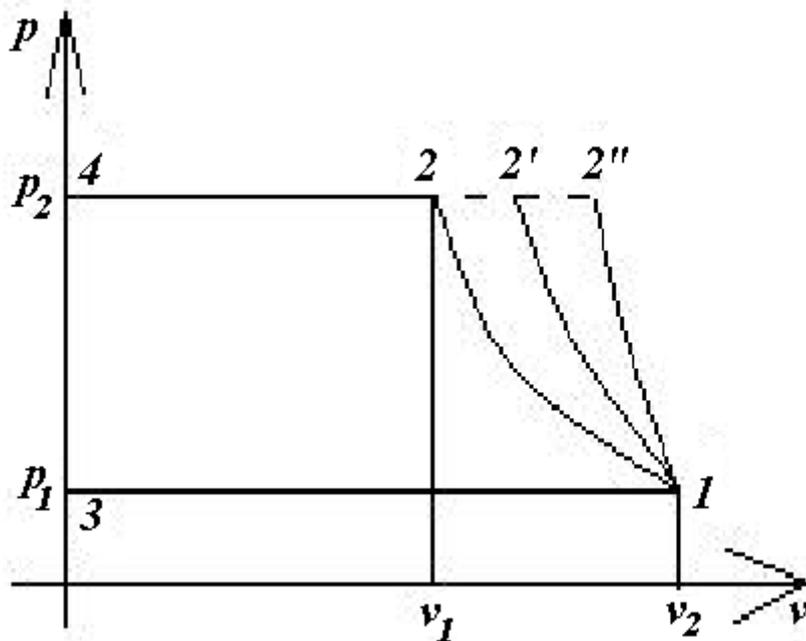


Рис. 17. Индикаторная диаграмма компрессора:

1-2 процесс сжатия по изотерме, 1-2' процесс сжатия по политропе, 1-2'' процесс сжатия по адиабате, 2-3 процесс нагнетания, 3-4 начало процесса всасывания, 4-1 процесс всасывания

При адиабатном сжатии

$$l_{к,ад} = -\frac{k}{k-1}(p_2v_2 - p_1v_1).$$

Работа на привод компрессора в k раз больше адиабатного сжатия. Выражение для работы на привод компрессора в случае адиабатного процесса может быть представлено и в другой форме

$$l_{к,ад} = -(p_2v_2 - p_1v_1) - (u_2 - u_1) = h_1 - h_2$$

Адиабатное и изотермическое сжатие могут рассматриваться только как теоретические. В действительности процесс сжатия идет по политропе, причем показатель политропы переменный: для охлаждаемого компрессора $k < n < 1$, для неохлаждаемого $n > k$.

При политропном сжатии

$$l_{к,пол} = -\frac{n}{n-1}(p_2v_2 - p_1v_1),$$

где n – показатель политропы.

Удельная работа на получении сжатого газа может быть представлена в другом виде

$$l_{к,пол} = -\frac{n}{n-1}RT \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right).$$

Как видно из рисунка $l_{из} < l_{пол} < l_{ад}$, сжатие по изотреме дает наименьшую площадь и наименьшую затраченную работу, сжатие по адиабате дает наибольшую затраченную работу, при политропном сжатии работа принимает промежуточное значение, т.е. наиболее экономичным является изотермический процесс сжатия.

Мощность компрессора

$$N_{к} = \dot{m}l_{к},$$

где \dot{m} – массовый расход рабочего тела.

КПД компрессора

$$\eta_{\text{к}} = \frac{N_{\text{к}}}{N_{\text{е}}},$$

где $N_{\text{е}}$ – мощность, потребляемая реальным компрессором.

$$\eta_{\text{к,из}} = 0,6 \div 0,76,$$

$$\eta_{\text{к,ад}} = 0,75 \div 0,85.$$

8.3. Действительный компрессор

До сих пор мы рассматривали идеализированные индикаторные диаграммы поршневого компрессора, несколько отличающиеся от реальных индикаторных диаграмм. Это отличие состоит в следующем.

По конструктивным соображениями поршень в цилиндре компрессора при выталкивании газа не подходит вплотную к левой стенке цилиндра. Поэтому в цилиндре существует вредное пространство; величина вредного пространства может составлять до 10 % рабочего объема цилиндра. Очевидно, что из-за наличия вредного пространства не весь газ выходит из цилиндра в процессе выталкивания – в цилиндре остается газ, заполняющий вредное пространство цилиндра при давлении p_2 (на реальной индикаторной диаграмме (рис. 18), вредное пространство соответствует v_3).

При обратном ходе поршня давление газа во вредном пространстве будет постепенно уменьшаться (кривая 3-4 рис.18) и всасывающий клапан цилиндра откроется лишь тогда, когда давление во вредном пространстве станет несколько меньше, чем p_1 .

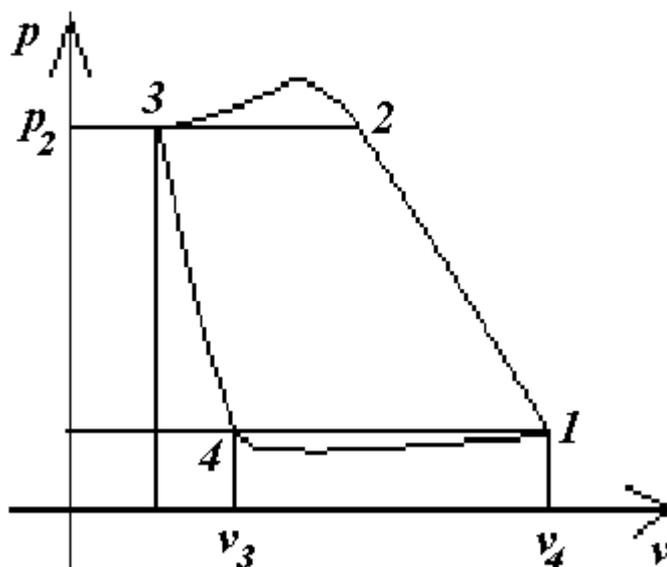


Рис. 18. Реальная индикаторная диаграмма компрессора

Вследствие гидравлического сопротивления всасывающий клапан откроется только тогда, когда давление в цилиндре станет меньше, чем давление в резервуаре низкого давления, а нагнетательный клапан – когда давление в цилиндре станет больше, чем давление в резервуаре высокого давления. Наличие вредного пространства в цилиндре компрессора снижает производительность компрессора – оно приводит к уменьшению количества газа, засасываемого поршня за один цикл.

Следует отметить, что техническая работа цикла, затрачиваемая на сжатие 1 кг газа, при наличии вредного пространства остается той же самой, что и при его отсутствии. Как видно из индикаторной диаграммы в политропном процессе 1-2 работа затрачивается на сжатие газа занимающего в начале процесса сжатия объем v_1 , от давления p_1 до давления p_2 . В то же время в политропном процессе 3-4 сжатый газ, заключенный во вредном пространстве цилиндра и расширяющийся от давления p_2 до давления p_1 , производит работу, в этом процессе принимает участие количество газа, занимающее при давлении p_1 объем v_4 . Техническая работа цикла компрессора при наличии вредного пространства может быть представлена в виде

$$l^* = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] + \frac{n}{n-1} p_1 v_4 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]$$

тогда

$$l^* = -\frac{n}{n-1} p_1 (v_1 - v_4) \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right].$$

Поскольку $(v_1 - v_4)$ – это объем рабочего пространства цилиндра, то масса засасываемого газа (выталкиваемого в резервуар высокого давления) газа равна

$$m^* = \frac{p_1 (v_1 - v_4)}{RT_1},$$

тогда

$$p_1 (v_1 - v_4) = m^* RT_1.$$

Тогда

$$l^* = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] m^*.$$

Во всякой реальной машине, реальном компрессоре, работа, затрачиваемая на сжатие газа, оказывается больше, чем техническая работа цикла компрессора, определяемая уравнением, полученным нами для идеализированного компрессора без учета целого ряда факторов, таких как трение между поршнем и цилиндром, штоком и сальником, и т.д.

Поэтому расчет реальных компрессоров ведется с использованием различных коэффициентов, учитывающих степень несовершенства различных узлов компрессора.

8.4. Многоступенчатый компрессор

В ряде случаев требуется получить в компрессоре высокое значение давления сжатого газа p_2 при сравнительно небольшой величине p_1 , т.е. создать компрессор с большим значением отношения давлений p_2/p_1 . Если величина p_2/p_1 достаточно велика, то даже при достаточно совершенном охлаждении стенок цилиндра температура газа в конце процесса сжатия T_2 зачастую получается недопустимо большой.

Для того чтобы преодолеть эту трудность, используют так называемые многоступенчатые компрессоры (рис. 19), в которых процесс сжатия осуществляется последовательно в нескольких охлаждаемых цилиндрах, причем важной особенностью этой схемы компрессора является то, что газ, выходящий из одного цилиндра, охлаждается в специальном теплообменнике (холодильнике) и только после этого поступает в следующий цилиндр.

Теплообменник с развитыми поверхностями охлаждения обеспечивает несравненно более эффективный отвод тепла, чем водяная рубашка цилиндра компрессора. Эти теплообменники холодильники позволяют снизить температуру газа после ступени компрессора практически до величины температуры на входе в компрессор T_1 .

На рис. 20 и 21 изображены p_v - и T_s - диаграммы трехступенчатого компрессора.

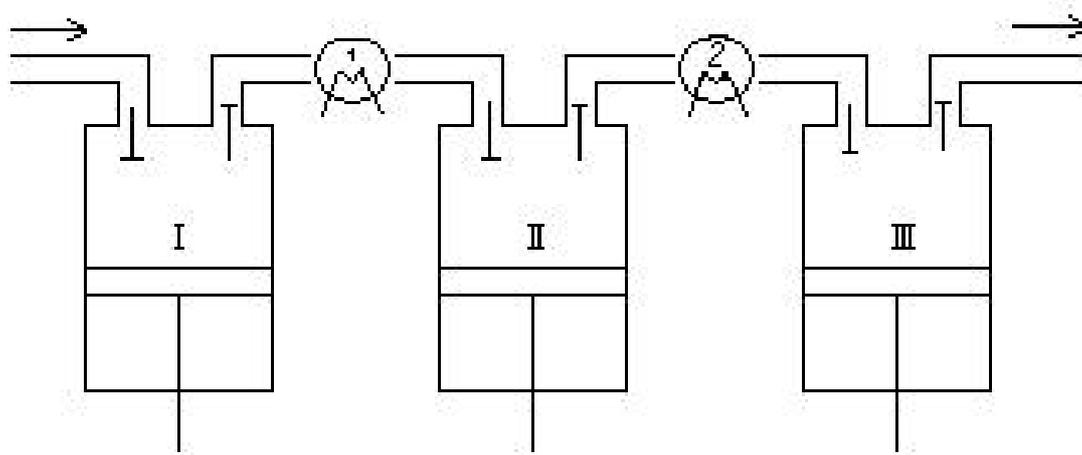


Рис. 19. Схема многоступенчатого компрессора

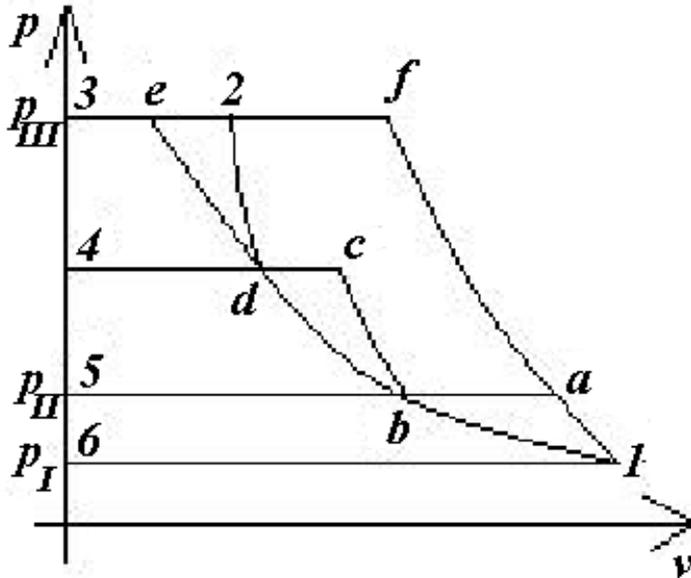


Рис. 20. Индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора

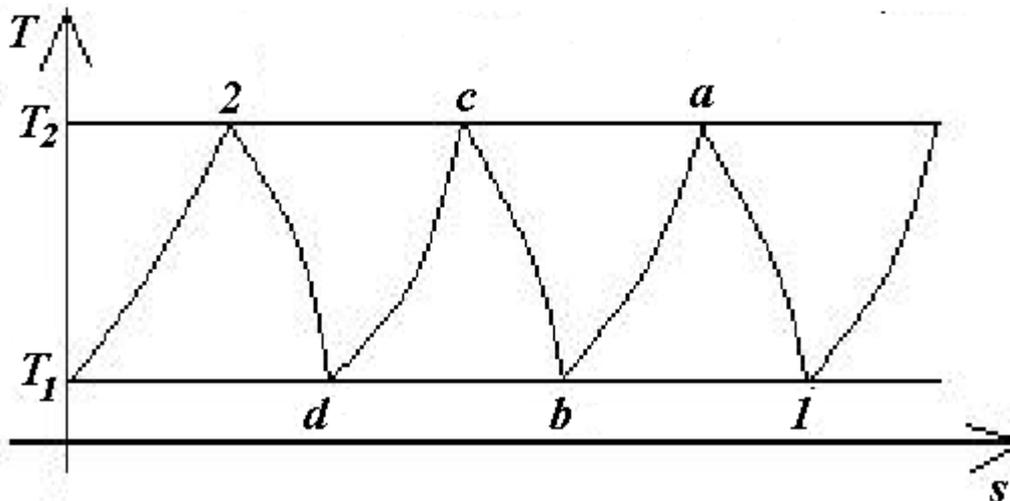


Рис. 21. Ts - диаграмма трехступенчатого компрессора

При расчете многоступенчатого компрессора важно распределить давление между ступенями.

При этом стремятся уменьшить работу, затрачиваемую на привод компрессора. Полагая n одинаковых для всех процессов сжатия, а температуру в начале каждого сжатия равной первоначальной для двухступенчатого компрессора

$$l_{\text{к}} = l_{\text{к1}} + l_{\text{к2}} = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} + \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 2 \right].$$

m – ступеней

$$l_{\text{к}} = \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\sum_{i=1}^m \pi^{\frac{n-1}{n}} - m \right]$$

где $\pi_i = \frac{p_{i+1}}{p_i}$ – степень сжатия (повышения давления) в i -й ступени.

Исследования показали, что наиболее рациональным является условия

$$\pi_1 = \pi_2 = \dots = \sqrt[m]{\pi}.$$

т.е. величина повышения давления одинакова для всех ступеней.

Минимальная работа

$$l_{\text{к}} = m \frac{n}{n-1} RT_1 \sqrt[m]{\pi^{\frac{n-1}{n}} - 1}.$$

9. ЦИКЛЫ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Двигатель внутреннего сгорания – тепловая машина, в которой подвод тепла к рабочему телу осуществляется за счет сжигания топлива внутри самого двигателя.

Рабочим телом в таких двигателях является на первом этапе воздух, а на втором – продукты сгорания жидкого или газообразного топлива.

Двигатели внутреннего сгорания обладают двумя существенными преимуществами:

– компактность, так как горячий источник тепла находится внутри самого двигателя, отпадает необходимость в больших теплообменных поверхностях, через которые осуществляется подвод тепла от горячего источника к рабочему телу;

– температура рабочего тела, получающего тепло не через стенки двигателя, а за счет тепловыделения в объеме самого рабочего тела, может превосходить предел температуры, допустимой для конструкционных материалов.

Основным элементом любого поршневого двигателя является цилиндр с поршнем, соединенным посредством кривошипно-шатунного механизма с внешним потребителем работы.

Цилиндр снабжен двумя отверстиями с клапанами, через одно из которых осуществляется всасывание рабочего тела, а через другое – выброс рабочего тела по завершению цикла.

Различают 3 основных вида циклов поршневого двигателей внутреннего сгорания:

- цикл с подводом теплоты при постоянном объеме – цикл Отто;
- цикл с подводом теплоты при постоянном давлении – цикл Дизеля;
- цикл со смешанным подводом теплоты – цикл Тринклера.

Поршень I (рис. 22) совершает возвратно-поступательное движение в цилиндре II, снабженном всасывающим III и выхлопным IV клапанами.

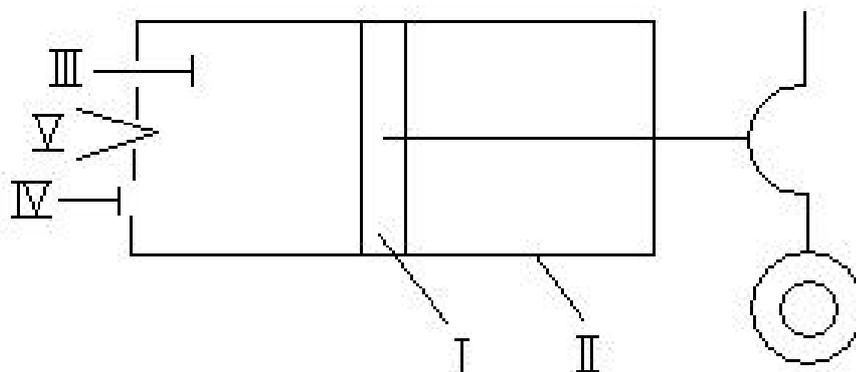


Рис. 22. Схема двигателя ДВС

На рис. 23:

а-1 – поршень движется слева направо, в цилиндре создается разрежение, открывается клапан III и в цилиндр подается горючая смесь. После того как поршень дойдет до крайнего правого положения, всасывающий клапан закрывается, поршень начинает двигаться в обратном направлении;

1-2 – горючая смесь сжимается, давление возрастает.

После того как давление смеси в цилиндре достигает величины, соответствующей т. 2, с помощью электрической свечи V производится поджигание горючей смеси.

2-3 – процесс сгорания смеси происходит практически мгновенно, поршень не успевает переместиться, и поэтому процесс сгорания можно считать изохорным. В процессе сгорания повышается давление до т. 3.

3-4 – под этим давлением поршень перемещается вправо;

4-5 – после того как поршень дойдет до т.4, с помощью устройства открывается клапан IV и давления в цилиндре снижается до значения больше атмосферного;

5-*b* – поршень движется влево, выталкивая оставшуюся часть газов.

Таким образом, поршень совершает 4 хода (такта) – всасывание, сжатие, расширение после сгорания смеси, выталкивание продуктов сгорания в атмосферу.

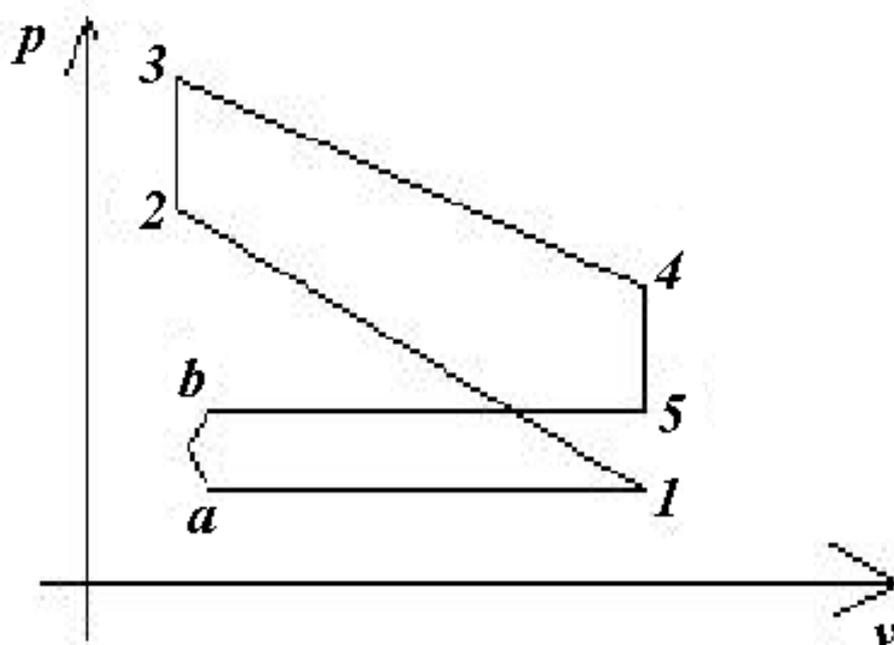
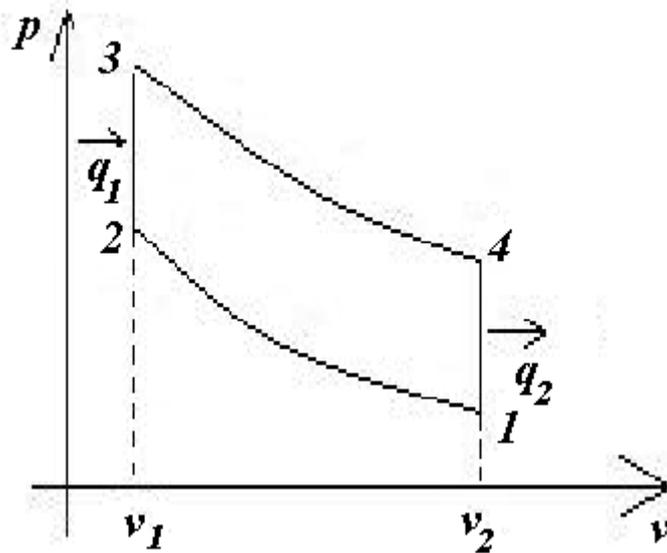
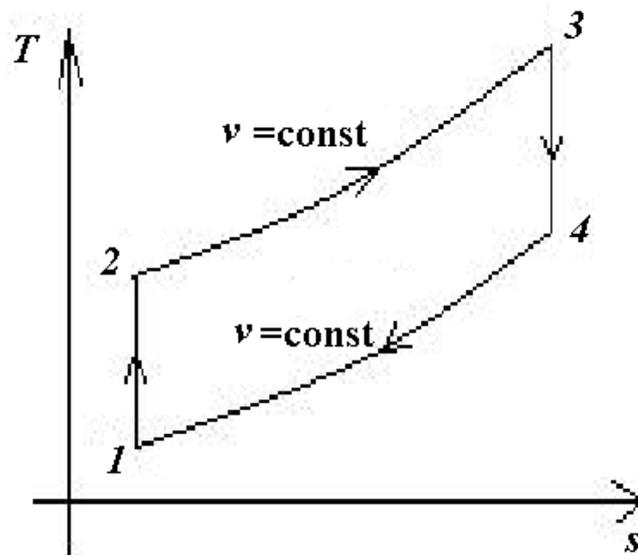


Рис. 23. Индикаторная диаграмма ДВС

9.1. Цикл Отто

Термодинамический анализ цикла Отто удобно проводить, рассматривая идеализированный цикл. Процессы сжатия (1-2) и расширения (3-4) в этом цикле (рис. 24, 25) происходят за весьма короткие промежутки времени, в течение которых не успевает произойти заметного теплообмена с окружающей средой, то с хорошим приближением эти процессы можно считать адиабатными.

Рис. 24. p v -диаграмма цикла ОттоРис. 25. T s -диаграмма цикла Отто

На рис. 24 и 25:

- 1-2 адиабатное сжатие;
- 2-3 изохорный подвод тепла;
- 3-4 адиабатное расширение;
- 4-1 изохорный отвод тепла.

Работа, производимая двигателем за один цикл, изображается площадью 2-3-4-1-2.

Определим величину термического к.п.д. цикла Отто.

Количество тепла q_1 – подводимого в изохорном процессе 2-3

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2),$$

где T_2 и T_3 – температуры рабочего тела до и после подвода тепла, c_v – средняя теплоемкость рабочего тела в рассматриваемом интервале температур.

Количество тепла, отводимого от рабочего тела в изохорном процессе 4-1

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1),$$

где T_4 и T_1 – температуры рабочего тела до и после отвода тепла.

Обозначим через

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2},$$

где ε – степень сжатия.

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \quad \eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)},$$

если $c_v = \text{const}$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Из уравнения ясно, что термический к.п.д. цикла Отто зависит только от степени сжатия рабочего тела в адиабатный процесс 1-2, причем, чем больше степень сжатия ε , тем выше термический к.п.д. цикла.

Замечание: Однако осуществить сжатие до слишком высоких значений ε , сопровождающиеся значительным повышением температуры и давления, не удастся по той причине, что достижение определенного значения ε часто еще до прихода поршня в левое крайнее положение

происходит самовоспламенение горючей смеси, этот процесс носит детонационный характер и разрушает элементы двигателя.

9.2. Цикл Дизеля

Степень сжатия ε в цикле может быть повышена, если сжимать не горючую смесь, а чистый воздух, а затем после окончания процесса сжатия вводить в цилиндр горючее. Именно на этом принципе основан цикл Дизеля (рис. 26).

На рис. 26:

а-1 в цилиндр двигателя засасывается чистый атмосферный воздух;
1-2 адиабатное сжатие воздуха до давления p_2 ;

2-3 процесс расширения воздуха, одновременно через специальную форсунку впрыскивается топливо, за счет высокой температуры сжатого воздуха топливо воспламеняется и сгорает при постоянном давлении, что обеспечивает расширение газа от v_2 до v_3 при $p = \text{const}$.

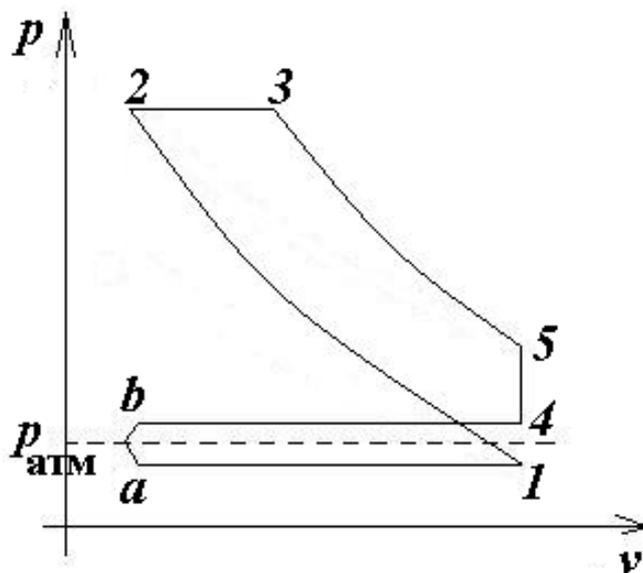


Рис. 26. Индикаторная диаграмма цикла Дизеля

Поэтому цикл Дизеля называют циклом сгорания при постоянном давлении.

После того как процесс ввода топлива в цилиндр заканчивается (точка 3), дальнейшее расширение рабочего тела происходит по адиабате 3-4.

Точка 4 — открывается выхлопной клапан цилиндра, давление в цилиндре снижается до атмосферного (изохора 4-5), и затем газ

выталкивается из цилиндра в атмосферу (линия 5–*b*), таким образом цикл Дизеля – четырехтактный двигатель.

Для удобства анализа заменяем рассмотренный цикл Дизеля термодинамически эквивалентным ему идеализированным замкнутым циклом, осуществляемым с чистым воздухом (рис. 27, 28).

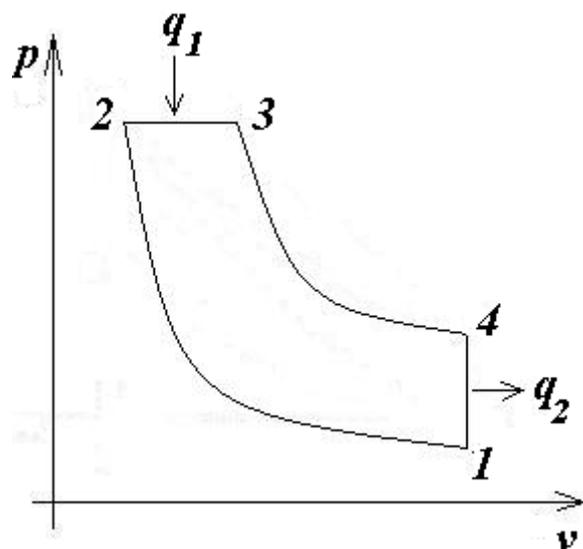


Рис. 27. p v -диаграмма цикла Дизеля

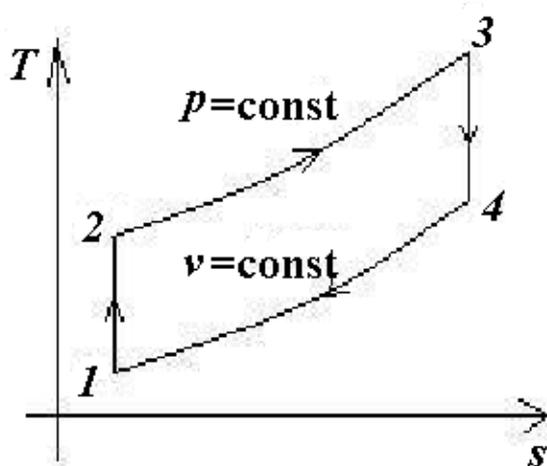


Рис. 28. T s -диаграмма цикла Дизеля

На рис. 27 и 28:

1-2 адиабата сжатия;

2-3 изобарный подвод тепла;

3-4 адиабата расширения;

4-1 изохорный отвод тепла.

Вычислим к.п.д. этого цикла (будем считать теплоемкость постоянной).

Введем обозначение ρ – степень предварительного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_2}.$$

Из общего выражения $\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$.

1-4 изохорный процесс, тогда

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1)$$

2-3 изобарный процесс, тогда

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2)$$

Тогда

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)}$$

и

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)\varepsilon^{k-1}}.$$

Вывод: к.п.д. цикла Дизеля тем выше, чем больше степень сжатия ε и чем меньше ρ . Цикл Дизеля более экономичный, чем цикл Отто. Недостаток двигателя Дизеля по сравнению с двигателем Отто является необходимость затраты работы на привод устройства для распыления топлива и относительная тихоходность, обусловленная более медленным сгоранием топлива.

9.3. Цикл Тринклера

Гибрид циклов Отто и Дизеля является цикл со смешанным сгоранием – Тринклера (рис. 29, 30).

На рис. 29 и 30:

1-2 адиабатное сжатие за счет инерции маховика сидящего на валу двигателя, нагреваясь при том до температуры обеспечивающей воспламенения жидкого топлива, подаваемого в форкамеру;

2-5 форма и расположение форкамеры способствует наилучшему смешению топлива с воздухом, в результате чего происходит быстрое сгорание части топлива в небольшом объеме форкамеры;

5-3 благодаря возрастанию давление в форкамере образовавшаяся смесь несгоревшего топлива, воздуха и продуктов сгорания проталкивается в рабочий цилиндр, где происходит догорание оставшегося топлива, сопровождающееся перемещении поршня слева направо при $p = \text{const}$;

3-4 по окончании сгорания топлива дальнейшее расширение продуктов сгорания;

4-1 отработанные газы удаляются из цилиндра.

Положительные стороны

– не нуждается в компрессоре высокого давления для распыла жидкого топлива в отличие от цикла Дизеля;

– часть сгорает при $p = \text{const}$ в отличие от цикла Отто.

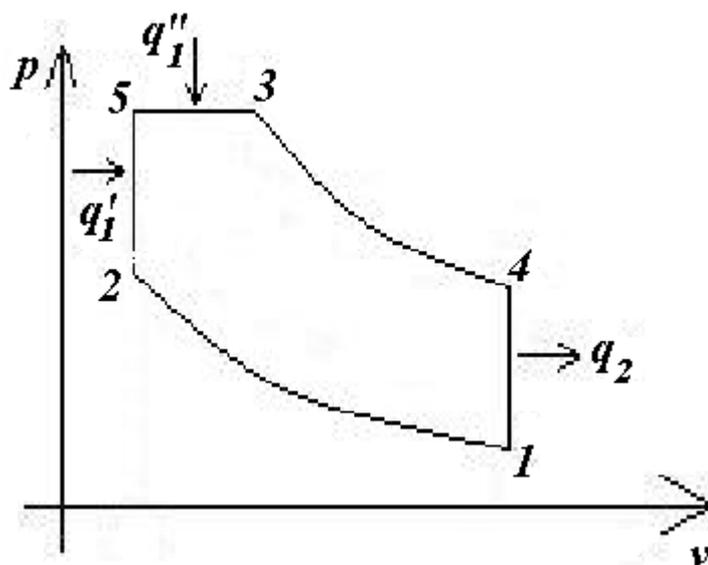


Рис. 29. p v -диаграмма цикла Тринклера

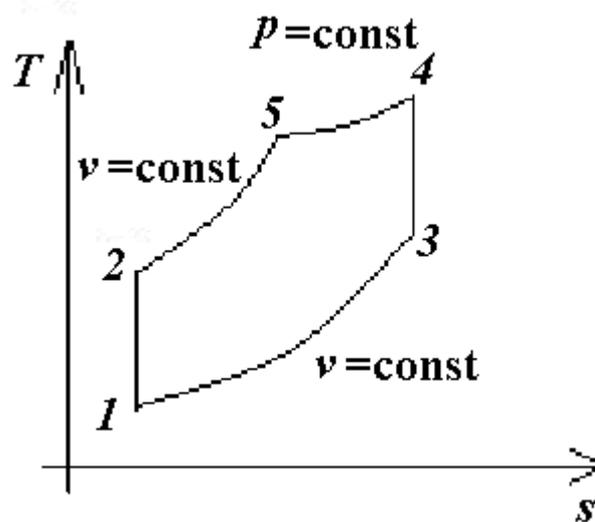


Рис. 30. Ts -диаграмма цикла Тринклера

Определим к.п.д.

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

Так как 4-1 изохорный процесс и $q_2 = c_v(T_4 - T_1)$.

Количество подведенной теплоты

$$q_1 = q'_1 + q''_1,$$

где

$$q'_1 = c_v(T_5 - T_2)$$

и

$$q''_1 = c_p(T_3 - T_5).$$

Тогда

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_5 - T_2) + c_p(T_3 - T_5)}$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{((\lambda - 1) + \lambda k (\rho - 1)) \varepsilon^{k-1}}.$$

При одинаковой ε – $\eta_t^Д < \eta_t^Т < \eta_t^О$. При одинаковой T_3 – $\eta_t^Д > \eta_t^Т > \eta_t^О$ или $\eta_t^О < \eta_t^Т < \eta_t^Д$.

При $\rho = 1$, получим формулу для к.п.д. цикла Отто (нет изобарного процесса).

При $\lambda = 1$, получим формулу для к.п.д. цикла Дизеля (нет изохорного процесса).

10. ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

10.1. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении

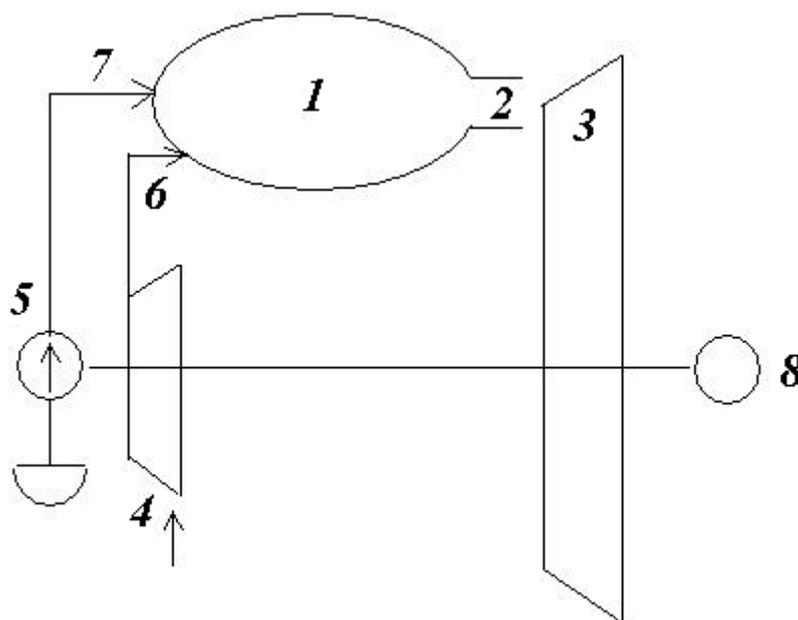


Рис. 31. Схема установки ГТУ:

- 1 – камера сгорания; 2 – комбинированное сопло;
- 3 – лопатки газовой турбины; 4 – турбокомпрессор;
- 5 – топливный насос; 6-7 – форсунки; 8 – потребитель энергии

На общем валу находятся газовая турбина 3, компрессор 4, топливный насос 5 и потребитель энергии 8. Компрессор засасывает атмосферный воздух, сжимает его до требуемого давления и направляет в камеру сгорания 1. Туда же топливным насосом подается топливо из бака, которое может быть как жидким, так и газообразным.

Сгорание топлива происходит в камере сгорания при $p = \text{const}$. Продукты сгорания, расширившись в сопле 2 газовой турбины, попадают на лопатки 3 турбины, производят там работу и затем выбрасываются в атмосферу. Давление отработавших газов несколько превышает атмосферное.

Этот цикл называется циклом Брайтона (рис. 32, 33).

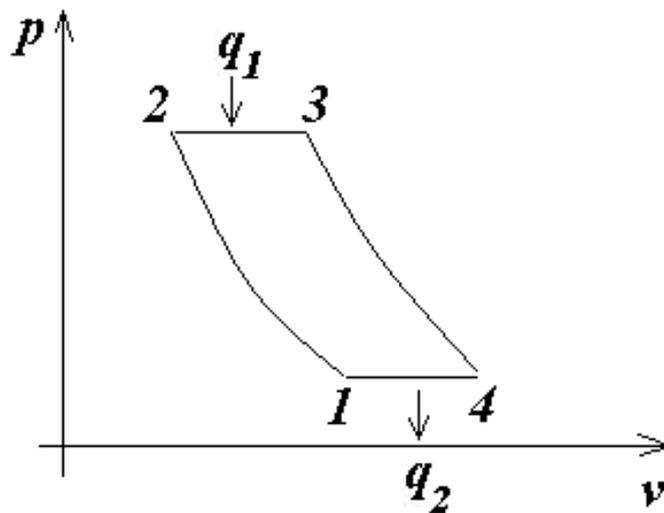


Рис. 32. $p-v$ – диаграмма цикла Брайтона

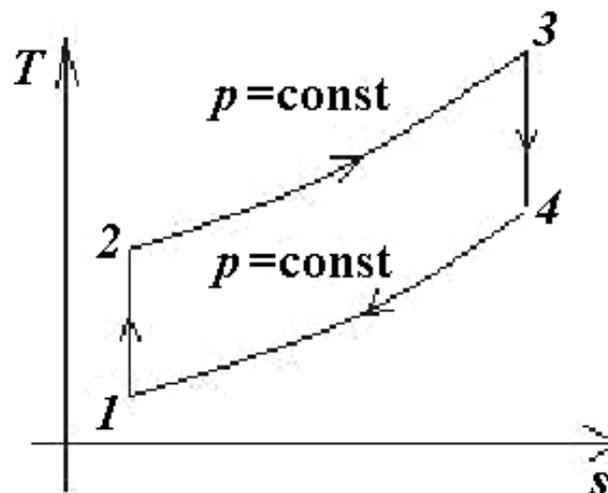


Рис. 33. $T-s$ – диаграмма цикла Брайтона

Характеристиками цикла являются $\beta = p_2/p_1$ – степень повышения давления в компрессоре и $\rho = v_3/v_2$ – степень изобарного расширения.

На рис. 32 и 33:

1-2 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре;

2-3 – изобарный подвод тепла;

3-4 – адиабатное расширение на лопатках турбины;

4-1 – изобарный отвод тепла – выход отработавших газов из турбины.

Выведем формулу для КПД

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Количество подведенной теплоты $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$, количество отведенной теплоты $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$. Будем учитывать, что $c_p = \text{const}$.

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{\beta \frac{k-1}{k}}.$$

Вывод: Термический КПД ГТУ с подводом тепла при $p = \text{const}$ зависит от степени повышения давления β и показателя адиабаты k .

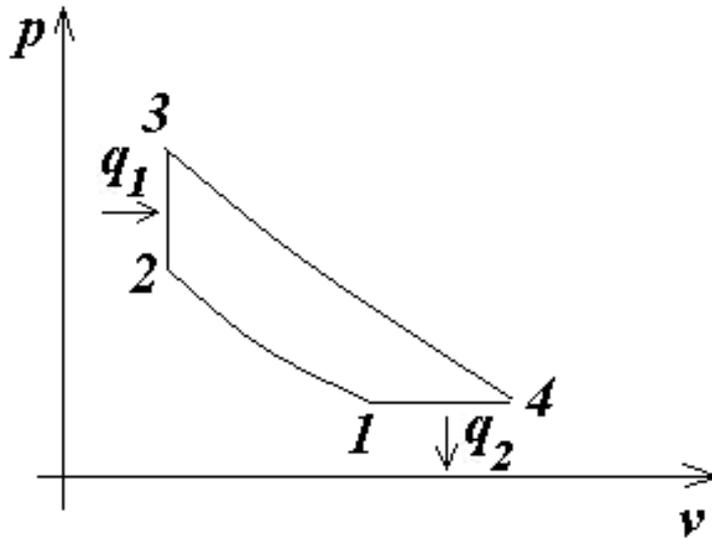
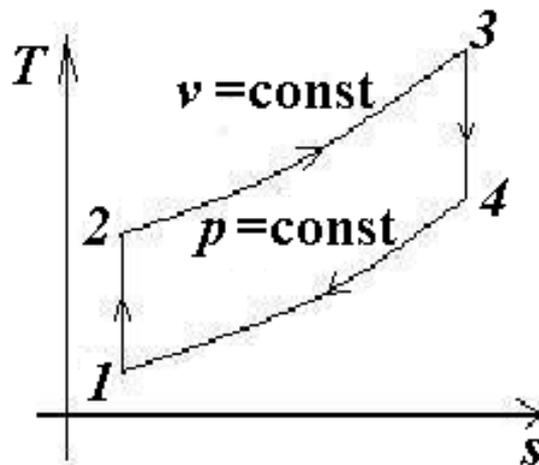
10.2. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме

Этот цикл называется циклом Гемфри. $p\nu$ - и Ts - диаграммы этого цикла представлены на рис. 34, 35.

В случае сгорания топлива происходит при постоянном объеме, характеристиками цикла являются $\beta = p_2/p_1$ и $\lambda = p_3/p_2$, λ – степень добавочного повышения давления.

Выведем формулу для КПД

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Рис. 34. pv – диаграмма цикла ГемфриРис. 35. Ts – диаграмма цикла Гемфри

Количество подведенной теплоты $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$, количество отведенной теплоты $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$. Будем учитывать, что $c_p = \text{const}$, $c_v = \text{const}$.

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{k(T_4 - T_1)}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{k \cdot (\lambda^{1/k} - 1)}{\beta \cdot k \cdot (\lambda - 1)}.$$

Термический КПД ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме зависит от k , β , λ и увеличивается с возрастанием этих величин.

Сравнение циклов ГТУ при разных степенях повышения давления и одинаковых максимальных температурах, подтверждает вывод, что цикл с подводом теплоты при постоянном давлении имеет больший КПД, чем цикл КПД при постоянном объеме.

10.3. Идеальный цикл ГТУ с регенерацией

Схема идеального цикла ГТУ с регенерацией представлена на рис. 36.

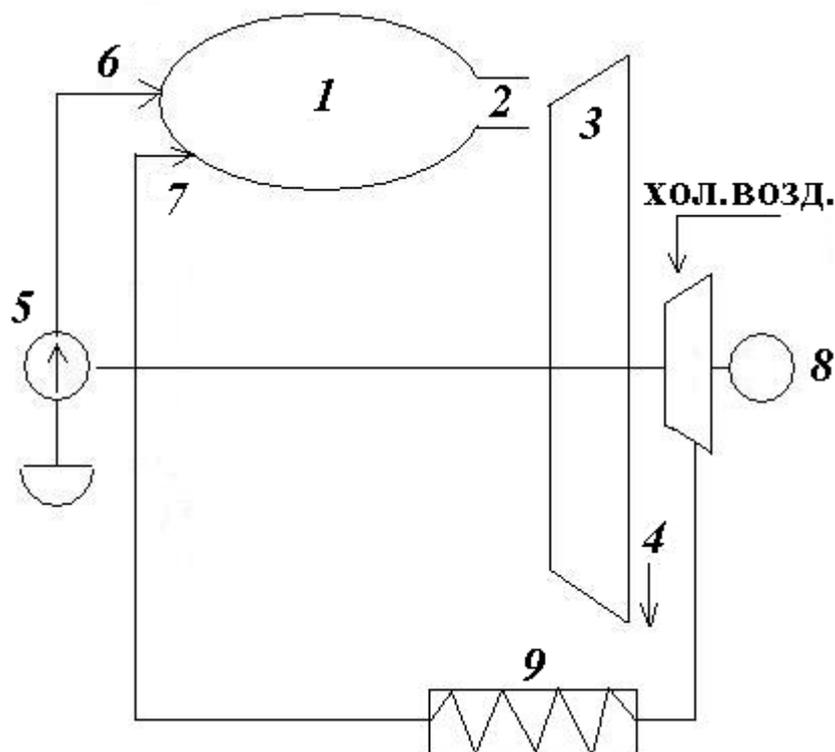


Рис. 36. Схема установки ГТУ с регенерацией:

- 1 – камера сгорания; 2 – комбинированное сопло;
- 3 – лопатки газовой турбины; 4 – воздух из турбокомпрессора;
- 5 – топливный насос; 6-7 – форсунки;
- 8 – потребитель энергии; 9 – теплообменник (регенератор)

Сжатый воздух из турбокомпрессора направляется в регенератор (9), где от газов вышедших из камеры сгорания (1) он нагревается.

Подогретый воздух через форсунку (7) направляется в камеру сгорания.

Газы, выходящие из турбины, перед выходом в атмосферу проходят через воздушный регенератор, где они охлаждаются, подогревая сжатый воздух. Т.о., определенная часть тепла, ранее уносившаяся отработавшими газами в атмосферу, теперь полезно используется.

p - v диаграмма газотурбинной установки с регенерацией представлена на рис. 37.

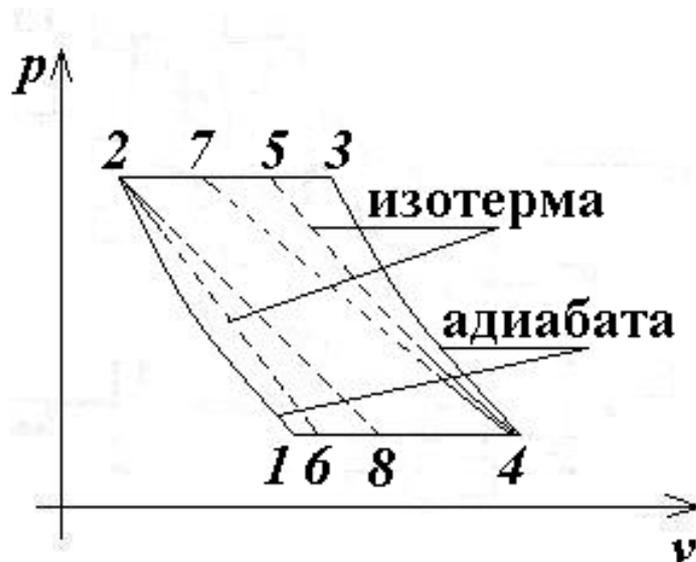


Рис. 37. p - v диаграмма ГТУ с регенерацией: 1-2 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре; 2-5 – изобарный подвод тепла в регенераторе; 5-3 – подвод теплоты при $p = \text{const}$ в камере сгорания; 3-4 – адиабатное расширение продуктов сгорания с соплах турбины; 4-6 – изобарный отвод тепла от газов в регенераторе; 6-1 – изобарный отвод тепла от газов на выходе из регенератора

Если $T_6 = T_2$ и $T_4 = T_5$, то регенерация полная.

КПД при полной регенерации

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_6 - T_1)}{c_p(T_3 - T_5)} = 1 - \frac{T_6 - T_1}{T_3 - T_5}.$$

Тогда

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\rho}$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_4}.$$

Практически полную регенерацию осуществить невозможно в следствии ограничения размеров регенераторов и наличия конечной разности температур между нагреваемым и охлаждаемым потоками газов. В этом случае нагреваемый в регенераторе воздух имеет T_7 несколько меньшую T_5 , а охлаждаемые газы температуру T_8 , более высокую чем T_6 .

Термический КПД в этом случае зависит от степени регенерации

$$\sigma = \frac{T_7 - T_2}{T_5 - T_2} = \frac{T_4 - T_8}{T_4 - T_6} = \frac{T_4 - T_8}{T_5 - T_2}.$$

Если $\sigma = 1$, то регенерация полная.

Если $\sigma < 1$, то

$$\eta_{\text{срег}} = 1 - \frac{T_4 - T_1 - \sigma(T_5 - T_2)}{T_3 - T_2 - \sigma(T_5 - T_2)}.$$

11. ЦИКЛЫ ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

11.1. Цикл Карно для водяного пара

Использование рабочего тела, изменяющего в течении цикла свое агрегатное состояние, позволяет осуществить на практике цикл Карно. Цикл Карно состоит из двух адиабат и двух изотерм. Практическое осуществление адиабатных процессов не представляет особых трудностей. Практическое осуществление изотермических процессов подвода и отвода тепла в газовых установках сопряжено с непреодолимыми трудностями. Совершенно все иначе в паротурбинных установках. В случае потока вещества технически наиболее просто осуществимым процессом подвода или отвода тепла является изобарный процесс при этом происходит процесс фазового перехода чистого вещества из жидкого в газообразное. Внутри двухфазной области состояний чистого вещества изобары совпадают с изотермами, следовательно, изобарный процесс подвода тепла к влажному пару (парообразование), и изобарный процесс отвода тепла от влажного пара (конденсация), легко осуществимы на практике,

представляют собой изотермические процессы. Если использовать влажный пар в качестве рабочего тела и осуществить цикл, составленный из двух адиабат и двух изобар (которые в то же время являются изотермами), то это и будет цикл Карно (рис. 38). Рабочим телом служит пар какой-либо жидкости. Чаще водяной пар.

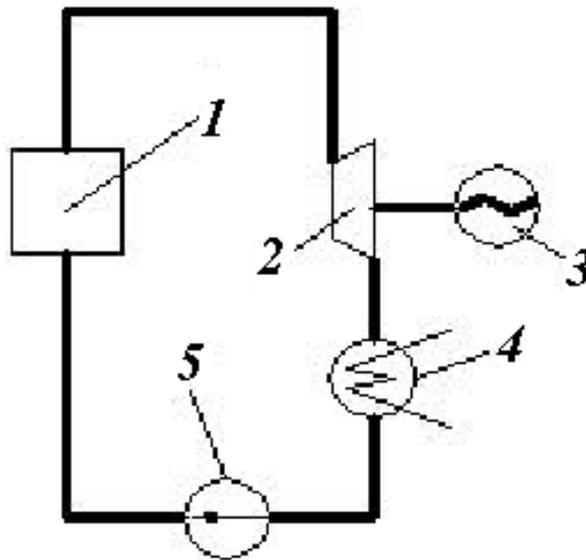


Рис. 38. Схема ПТУ, работающей по циклу Карно

В паровой котел (1) поступает влажный водяной пар малой степени сухости x . За счет сгорания в топке котла топлива к влажному пару подводится тепло, и степень сухости пара повышается до значений x , близких к единице. Процесс подвода тепла в котле происходит при постоянном давлении p_1 и температура T_1 . Из котла пар поступает в паровую турбину (2) и энергия вращения рабочего колеса превращается в электроэнергию с помощью электрогенератора (3), вращаемого турбиной.

На выходе из турбины влажный пар имеет давление p_2 и температуру T_2 . Далее пар поступает в конденсатор (4) – теплообменник, в котором с помощью охлаждающей воды от пара отводится тепло, пар конденсируется и следовательно степень сухости уменьшается.

Процесс отвода тепла происходит при постоянном давлении. После конденсатора пар поступает в компрессор в котором сжимается до давления p_1 , а затем поступает в котел.

На рис. 38 и 39:

4-1 изобарно-изотермический подвод тепла к влажному водяному пару в котле;

1-2 адиабатное расширение в турбине до давления p_2 ;

2-3 изобарно-изотермический отвод тепла в конденсаторе;

3-4 адиабатное сжатие пара в компрессоре до давления p_1 .

$p\nu$ - и Ts - диаграммы цикла Карно для водяного пара представлены на рисунках 39 и 40.

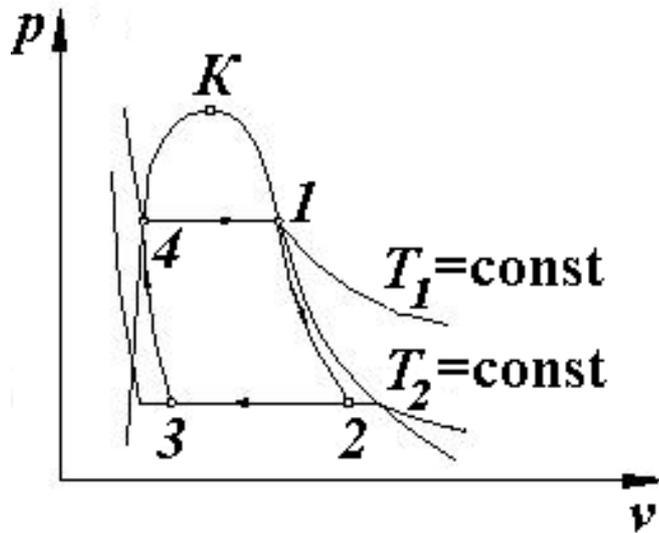


Рис. 39. $p\nu$ - диаграмма цикла Карно для водяного пара

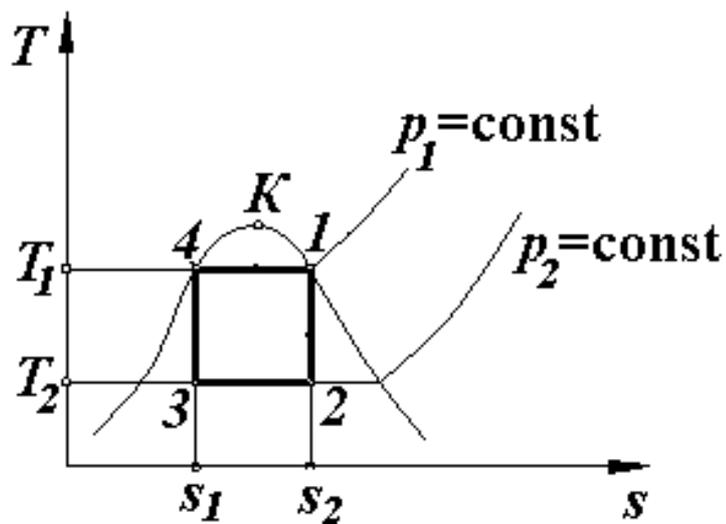


Рис. 40. Ts - диаграмма цикла Карно для водяного пара

Тогда так как

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1},$$

и $dq = dh$ (из первого закона термодинамики) $q_1 = h_1 - h_4$ и $q_2 = h_2 - h_3$, то

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)}{h_1 - h_4}.$$

Недостатки паросиловых установок работающих по циклу Карно:

- в процессе 2-3 конденсация пара осуществляется не полностью, так как это требует значительного объема компрессора;
- необходимость осуществления цикла Карно только в области двухфазных состояний не позволяет иметь высокую начальную температуру пара, т.е. не дает возможность получить большие значения термического КПД.

11.2. Цикл Ренкина

Перечисленные недостатки, присущие паротурбинной установке, в которой осуществляется цикл Карно на влажном паре, могут быть частично устранены, если отвод тепла от влажного пара в конденсаторе производить до тех пор, пока весь пар полностью не сконденсируется. В этом случае сжатие от давления p_2 до давления p_1 подлежит не влажный пар малой плотности, а вода.

Вместо громоздкого малоэффективного компрессора для подачи воды в котел применяют питательный водяной насос, который имеет малые габариты и высокий КПД. Такой цикл был предложен в 50-х годах шотландским физиком и инженером У. Ренкиным.

В цикле Ренкина (рис. 41) возможно применение перегретого пара, что позволяет повысить среднюю интегральную температуру подвода теплоты и тем самым увеличить КПД цикла.

В турбине 3 происходит преобразование теплоты в работу.

Отработанный пар отдает часть тепла охлаждающей воде в холодильнике 4 и насосом 5 подается обратно в котел.

В паровом котле 1 за счет теплоты сгорающего в топке топлива происходит процесс парообразования, в пароперегревателе 2 достигаются необходимые параметры пара.

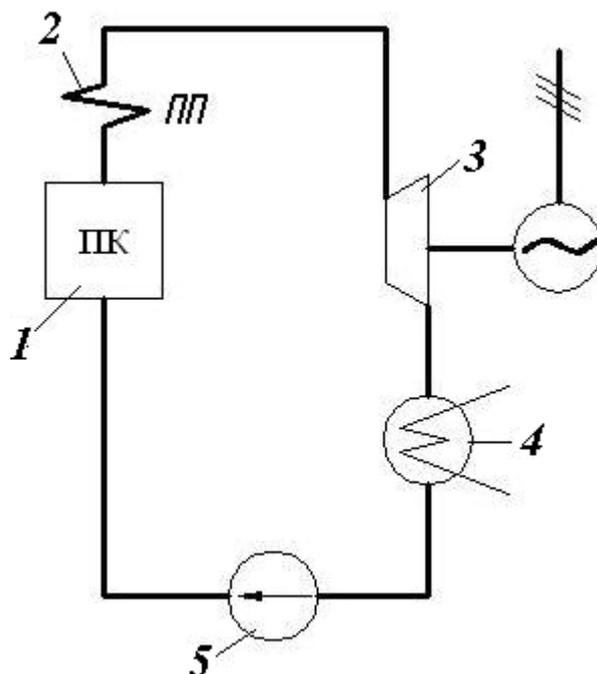
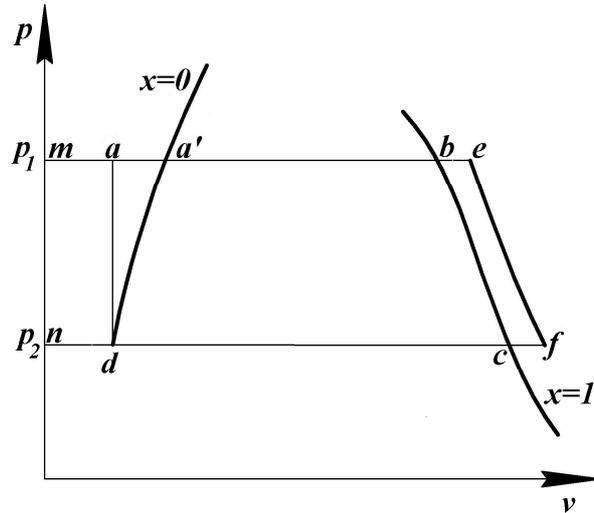
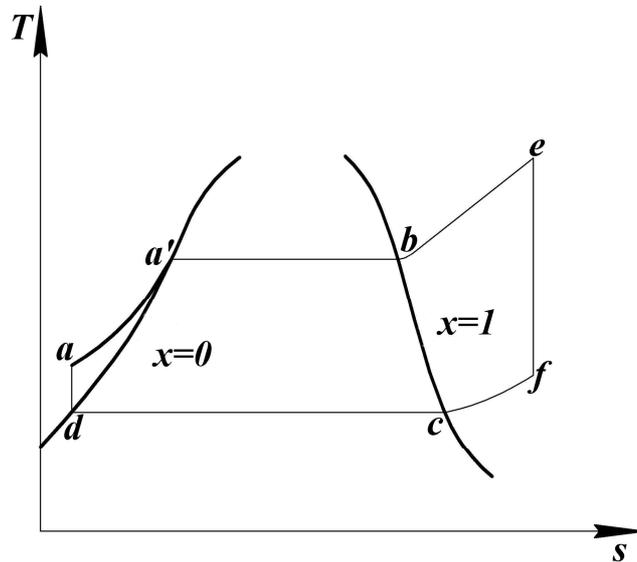


Рис. 41. Схема ПТУ, работающей по циклу Ренкина

В котле при давлении $p_1 = \text{const}$ происходит процесс $a - b$ – подогрев и испарение воды. Процесс $b - c$ – перегрев пара в пароперегревателе до T_1 . Таким образом на выходе из пароперегревателя пар имеет параметры p_1, T_1, h_1 . полагаем, что от котла до турбины $p_1 = \text{const}$, $e - f$ – адиабатное расширение пара в турбине до давления p_2 . Параметры после турбины p_2, T_2, h_2 . $f - d$ – изобарная конденсация пара. В результате получится вода с параметрами T_2', h_2' . Конденсат после адиабатного сжатия от p_2 до p_1 в питательном насосе поступает в котел.

Если пренебречь работой, затрачиваемой на насос $l_{\text{нас}} = \text{пл. } madn$ (рис. 42) или $l_{\text{нас}} = \text{пл. } da'a$ (рис. 43), т.е. считать, что изобары жидкостей совпадают с левой пограничной кривой, то работа, получаемая от машины (турбины), $l_T = h_1 - h_2$.

Рис. 42. p v - диаграмма цикла РенкинаРис. 43. T s - диаграмма цикла Ренкина

Теплота, эквивалентная этой работе на T s - диаграмме пл. $a'befda'$.
Термический КПД цикла Ренкина

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2'}}.$$

В числителе формулы стоит количество теплоты, превращенной в полезную работу цикла, а в знаменателе – все подводимое к рабочему телу количество теплоты.

Из Ts - диаграммы (рис. 44) видно, что увеличение начального давления пара при неизменных значениях T_1 и T_2 приводит к повышению температуры насыщения. Следовательно средняя температура подвода теплоты возрастает и должен возрасти термический КПД цикла.

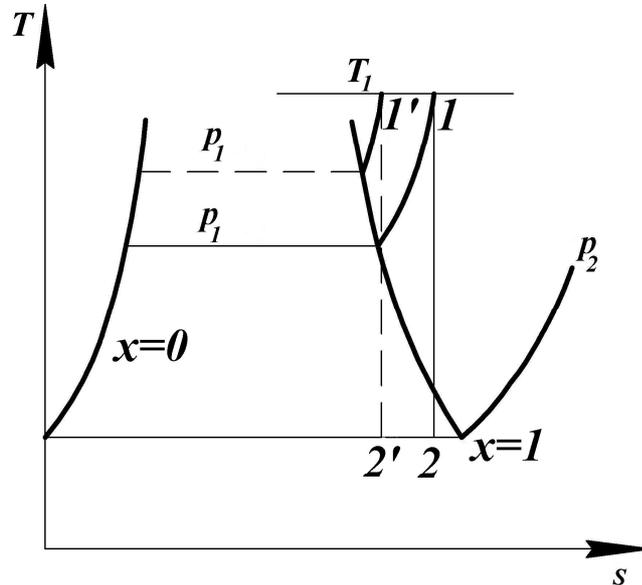


Рис. 44. Ts - диаграмма цикла Ренкина

Термический КПД цикла увеличивается (рис. 45), если при других неизменных параметрах цикла увеличить перегрев пара, а следовательно увеличить среднюю температуру подвода теплоты.

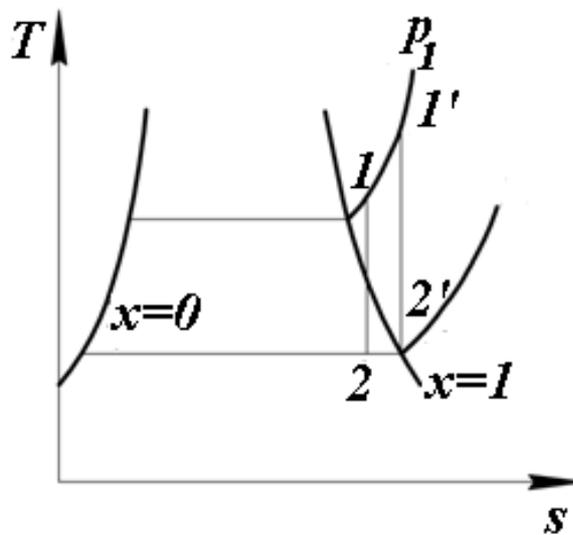


Рис. 45. Ts - диаграмма цикла Ренкина

Кроме того, перегрев уменьшает конечную влажность пара (рис. 46), что предохраняет лопатки турбин. В некоторых случаях прибегают к промежуточному перегреву пара (после расширения пара в начальной ступени турбины).

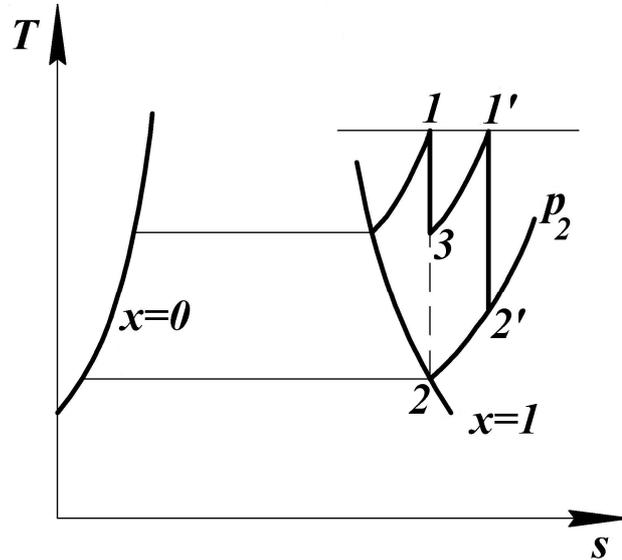


Рис. 46. Ts - диаграмма цикла Ренкина

Повышение КПД достигается также за счет снижения конечного давления p_2 при неизменных p_1 и T_1 (рис.47), так как при этом увеличивается располагаемый теплоперепад на турбине $h_1 - h_2$.

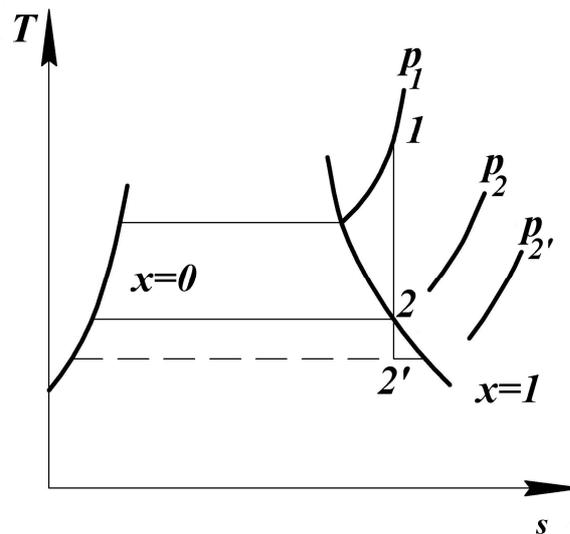


Рис. 47. Ts - диаграмма цикла Ренкина

Для уменьшения конечного давления p_2 на выходе пара из турбины создают разрежение с помощью конденсатора.

11.3. Цикл с промежуточным перегревом пара

Если в турбине течет пар, имеющий значительную влажность, то гидродинамический режим проточной части турбины резко ухудшается и вследствие этого снижается внутренний относительный КПД турбины; это в свою очередь приводит к снижению КПД всей установки в целом.

Применение перегрева пара приводит к увеличению термического КПД цикла и одновременно сдвигает на Ts – диаграмме точку, соответствующую состоянию пара на выходе из турбины вправо, в область более высоких степеней сухости.

Однако возможность дальнейшего повышения температуры ограничивается свойствами конструкционных материалов. Одним из путей снижения конечной влажности пара является также применение промежуточного перегрева пара.

После того как поток пара, совершающий работу в турбине, расширится до давления $p^* > p_2$, он выводится из турбины и направляется в дополнительный пароперегреватель. Там температура пара повышается до величины T^* , после чего пар вновь поступает в турбину, где расширяется до давления p_2 . Влажность пара при этом снижается.

Схема установки с промежуточным перегревом пара представлена на рис. 48, а Ts -диаграмма на рис. 49.

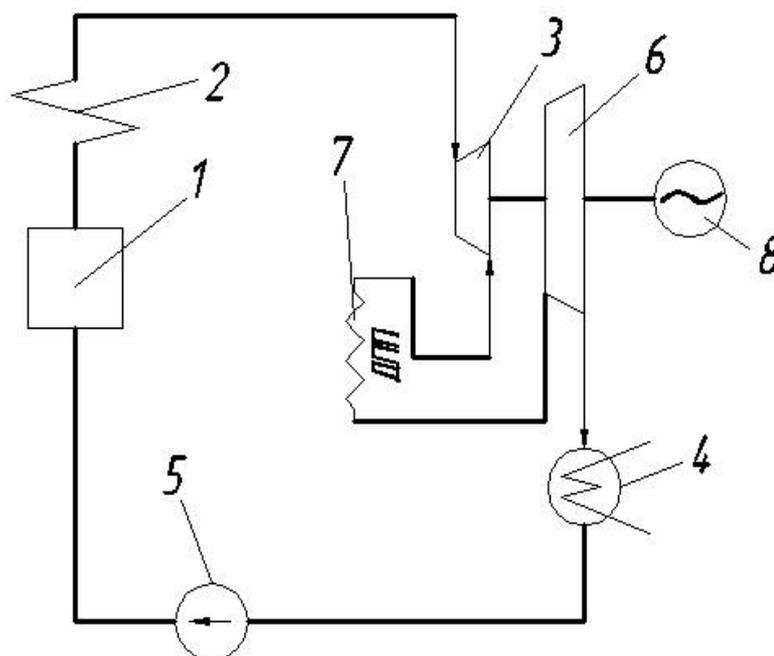


Рис. 48. Схема установки с промежуточным перегревом пара

На рис. 48: 7 – дополнительный пароперегреватель. В случае применения промежуточного перегрева турбина выполняется в виде двухцилиндрового агрегата, состоящего из двух отдельных турбин 3-6 – высокого и низкого давления. При этом обе турбины могут быть размещены на одном валу, соединенном с электромотором.

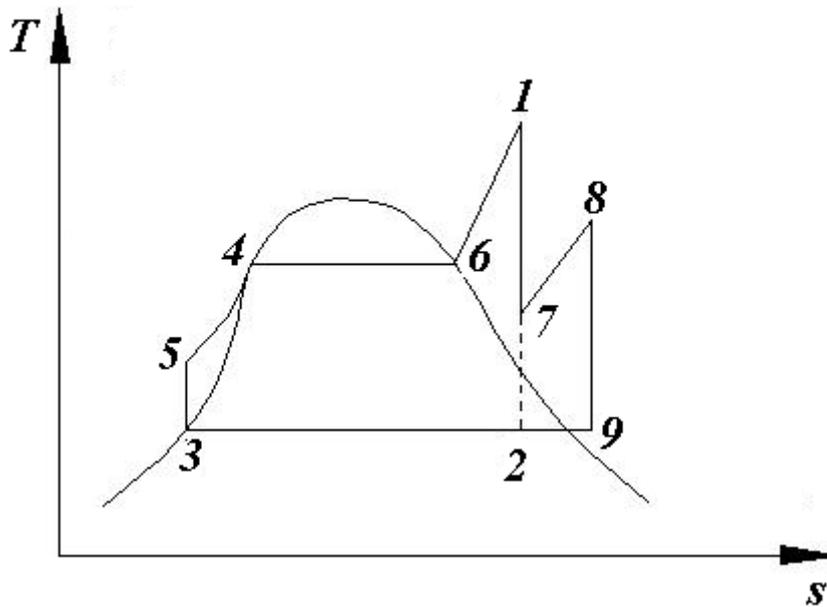


Рис. 49. Ts - диаграмма цикла с промежуточным перегревом пара

Цикл (рис. 49) состоит из двух отдельных циклов – обычного цикла Ренкина (основного) 5-4-6-1-2-3-5 и дополнительного цикла 2-7-8-9-2 (7-8 - изобара $p^* = \text{const}$).

Выражение для термического КПД цикла с промежуточным перегревом можно представить в следующем виде:

$$\eta_t^{\text{пер}} = \frac{(h_1 - h_7) - (h_8 - h_9) - (h_5 - h_3)}{(h_1 - h_5) + (h_8 - h_7)}.$$

Термический КПД дополнительного цикла

$$\eta_t^{\text{пер}} = \frac{(h_8 - h_9) - (h_7 - h_2)}{(h_8 - h_7)}.$$

Термический КПД основного цикла

$$\eta_t^{\text{пер}} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_5 - h_3)}{(h_1 - h_5)}.$$

Если термический КПД дополнительного цикла будет больше термического КПД основного цикла, то термический КПД цикла с промежуточным перегревом будет больше термического КПД цикла Ренкина без перегрева (т.е. основного цикла), и следовательно степень заполнения цикла с промежуточным перегревом выше чем степень заполнения основного цикла.

В современных паросиловых установках обычно применяется не только однократный, но и двукратный промежуточный перегрев пара.

11.4. Регенеративный цикл паротурбинной установки

Для повышения термического КПД цикла паротурбинной установки, так же как в газотурбинных установках, применяется регенерация тепла.

При полной регенерации термический КПД цикла Ренкина без перегрева пара равен термическому КПД цикла Карно.

Перегрев пара повышает КПД цикла Ренкина, но значительно уменьшает его по сравнению с КПД цикла Карно. Коэффициент полезного действия цикла Ренкина с перегревом пара даже в случае предельной регенерации будет меньше КПД цикла Карно.

На рис. 50 эквидистантность линий подвода (3-4) и отвода (7-2) тепла возможна только при условии применения идеального регенератора.

Из рис. 50 следует, что термический КПД цикла Ренкина с предельной регенерацией определяется выражением

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2 (s_{2p} - s_3)}{h_1 - h_4}.$$

В ПТУ циклах регенерация осуществляется с помощью теплообменников, в которых поступает пар из промежуточных ступеней турбины (рис. 51, 52). Пар конденсируется в теплообменниках РСП I и РСП II, нагревая воду, поступающую в котел.

Если расход пара, поступающего в турбину обозначить D , часть пара, отбираемого в первую ступень подогрева $\alpha_1 D$, во вторую ступень $\alpha_2 D$, то через конденсатор пройдет $(1 - \alpha_1 - \alpha_2) D$ кг/ч.

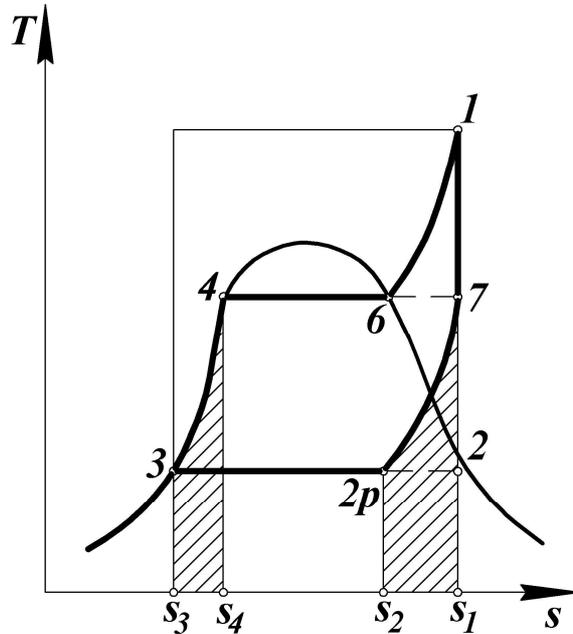


Рис. 50. Ts -диаграмма цикла Ренкина

Выбор величин α_1 и α_2 происходит следующим образом. Параметры пара, отбираемого из турбины, задаются заранее.

Пусть p_I^0 – давление пара при первом отборе, p_{II}^0 – при втором.

Во второй подогреватель из конденсатора подается вода при давлении p_{II}^0 в количестве $(1 - \alpha_1 - \alpha_2)D$ кг/ч. Ее энтальпия h_{II}^B . Из отбора в подогреватель подается при том же давлении p_{II}^0 перегретый пар в количестве $\alpha_2 D$ кг/ч.

Энтальпию пара в этом состоянии обозначим через $h_{II}^П$.

Величина α_2 подбирается чтобы в результате смешения перегретого пара и недогретой до кипения воды была получена вода при температуре кипения и давлении воды p_{II}^0 . Энтальпию насыщенной воды при давлении p_I^0 обозначим через $h_{II}^{B'}$.

Тогда уравнение теплового баланса второго подогревателя может быть записано в следующем виде

$$(h_{II}^П - h_{II}^B)\alpha_2 = (h_{II}^B - h_{II}^{B'})(1 - \alpha_1 - \alpha_2).$$

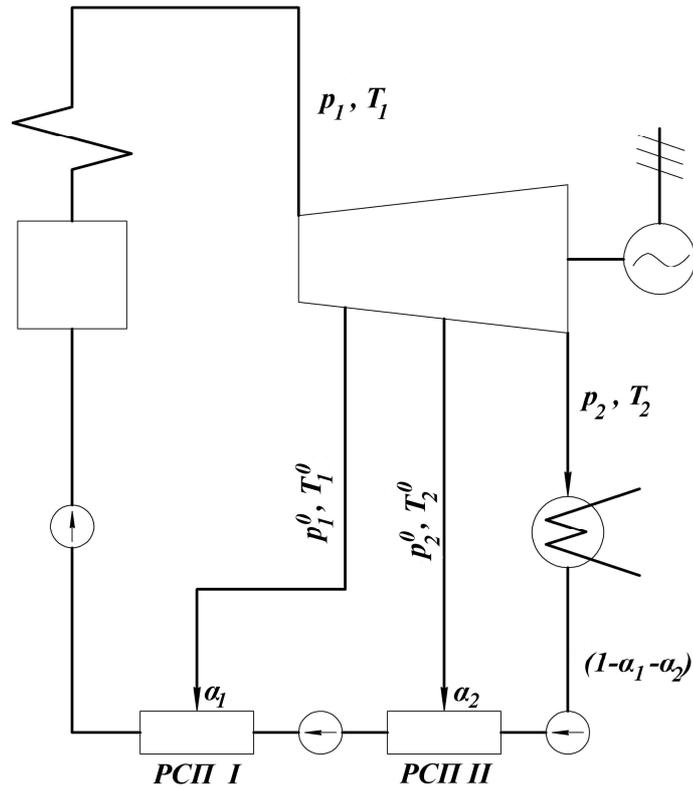


Рис. 51. Схема регенеративной паротурбинной установки

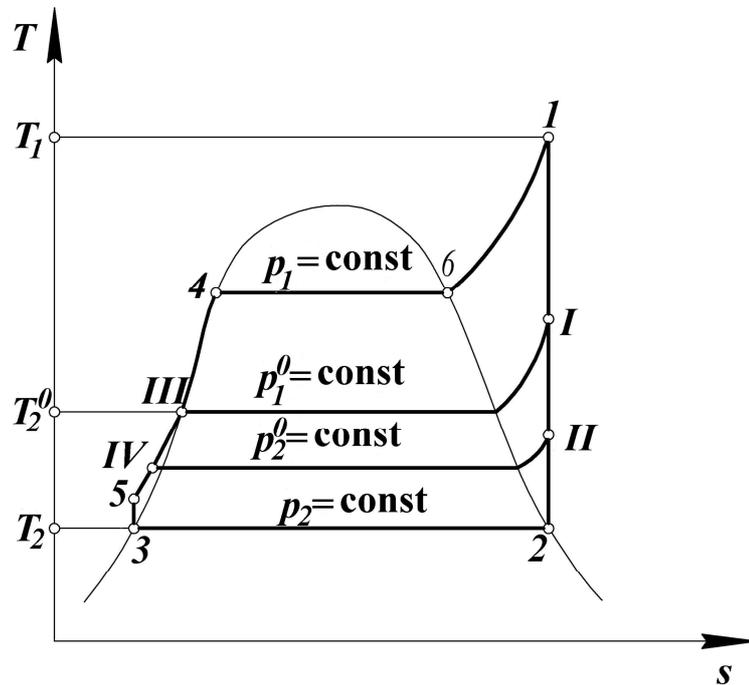


Рис. 52. Ts -диаграмма регенеративной паротурбинной установки

В первый подогреватель вода при давлении p_1^0 поступает в количестве $(1-\alpha_1)D$ кг/ч, ее энтальпия h_1^B . Перегретый пар из первого

отбора поступает в подогреватель в количестве $\alpha_1 D$ кг/ч, энтальпию этого перегретого пара обозначим через $h_1^{\text{П}}$.

Расход пара, отбираемого в первый подогреватель, выбирается таким образом, на выходе из подогревателя получить воду при температуре кипения при давлении p_1^0 , энтальпию этой воды обозначим через $h_1^{\text{В}'}$. Уравнение теплового баланса первого подогревателя можно представить в следующем виде:

$$(h_1^{\text{П}} - h_1^{\text{В}'})\alpha_1 = (h_1^{\text{В}'} - h_1^{\text{В}})(1 - \alpha_1).$$

Из уравнений теплового баланса для первого и второго подогревателя получим

$$\alpha_1 = \frac{h_1^{\text{В}'} - h_1^{\text{В}}}{h_1^{\text{П}} - h_1^{\text{В}}}, \quad \alpha_2 = \frac{h_{\text{II}}^{\text{В}'} - h_{\text{II}}^{\text{В}}}{h_{\text{II}}^{\text{П}} - h_{\text{II}}^{\text{В}}}.$$

В котел после регенерации поступает насыщенная вода при температуре T_1^0 и давлении p_1^0 . Энтальпия воды в этом состоянии равна $h_1^{\text{В}'}$. Следовательно, к 1 кг рабочего тела в котле подводится тепло

$$q_1^{\text{рег}} = h_1 - h_1^{\text{В}'}$$

В конденсаторе 1 кг пара отдает

$$q_2^{\text{рег}} = (h_2 - h_3)(1 - \alpha_1 - \alpha_2).$$

КПД регенеративного цикла Ренкина

$$\eta_t^{\text{рег}} = 1 - \frac{(h_2 - h_3)(1 - \alpha_1 - \alpha_2)}{h_1 - h_1^{\text{В}'}}.$$

КПД термического КПД регенеративного цикла Ренкина можно получить другим путем: 1 кг пара, прошедшего через конденсатор производит в турбине работу $l_{1-\alpha_1-\alpha_2} = h_1 - h_2$,

1 кг пара, ушедшего во второй подогреватель до отбора произведет работу

$$l_{1-\alpha_1} = h_1 - h_{II}^{\Pi},$$

1 кг пара, ушедшего в первый подогреватель до отбора произведет работу

$$l_{\alpha_1} = h_1 - h_I^{\Pi}.$$

Тогда

$$l_{\Pi} = (1 - \alpha_1 - \alpha_2)(h_1 - h_2) + \alpha_2(h_1 - h_{II}^{\Pi}) + \alpha_1(h_1 - h_I^{\Pi}).$$

Отсюда

$$\eta_t^{\text{рег}} = \frac{(1 - \alpha_1 - \alpha_2)(h_1 - h_2) + \alpha_2(h_1 - h_{II}^{\Pi}) + \alpha_1(h_1 - h_I^{\Pi})}{h_1 - h_I^{\text{B}'}}.$$

Наконец работа, произведенная паром в цикле равна работе без отборов за вычетом работы долей пара ушедшего в отборы

$$l_{\Pi} = (h_1 - h_2) - \alpha_1(h_I^{\Pi} - h_1) - \alpha_2(h_{II}^{\Pi} - h_1).$$

Отсюда получаем еще одно выражение для термического КПД регенеративного цикла

$$\eta_t^{\text{рег}} = \frac{(h_1 - h_2) - \alpha_1(h_I^{\Pi} - h_1) - \alpha_2(h_{II}^{\Pi} - h_1)}{h_1 - h_I^{\text{B}'}}.$$

Разумеется, все это три уравнения идентичны.

Аналогичный характер имеют уравнения для термического КПД регенеративного цикла при любом другом числе ступеней подогрева

$$\eta_t^{\text{рег}} = \frac{(h_1 - h_2) - \sum_{j=1}^n \alpha_j (h_j^{\text{II}} - h_1)}{h_1 - h_1^{\text{B}'}}$$

11.5. Тепловой и энергетический баланс паротурбинной установки

Рассмотрим реальный цикл Ренкина (цикл с необратимыми потерями). Цель – определить в каких элементах тепловой паротурбинной установки возникают необратимые потери.

Анализ реального цикла ПТУ проведем методом коэффициента полезного и эксергетическим методом.

Метод коэффициента полезного действия.

Необратимые потери при течении пара в проточной части турбины обусловлены трением в пограничном слое и другими гидродинамическими явлениями.

Процесс адиабатного течения с трением протекает с увеличением энтропии.

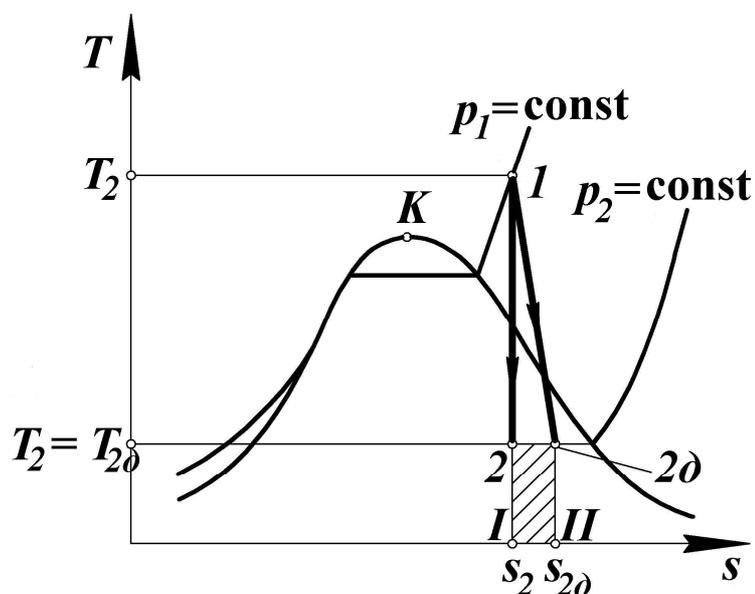
В случае когда пар на выходе из турбины является влажным, температуры в конце процесса расширения будут одинаковыми и в обратимом T_2 и в необратимом $T_{2\text{д}}$ процессах, поскольку процесс расширения происходит в обоих случаях до одного и того же давления p_2 , а в двухфазной области (влажный пар) изобара совпадает с изотермой (рис. 53, 54, 55, 56).

Если бы процесс расширения пара в турбине был обратимым, то работа турбины

$$l_T^{\text{теор}} = h_1 - h_2,$$

вследствие же необратимых потерь, получаемая в турбине в действительном процессе расширения пара, составляет меньшую величину:

$$l_T^{\text{действ}} = h_1 - h_{2\text{д}}.$$

Рис. 53. Ts - диаграмма

В этом случае внутренний относительный КПД паровой турбины определяется следующим образом

$$\eta_{oi}^T = \frac{h_1 - h_{2Д}}{h_1 - h_2}.$$

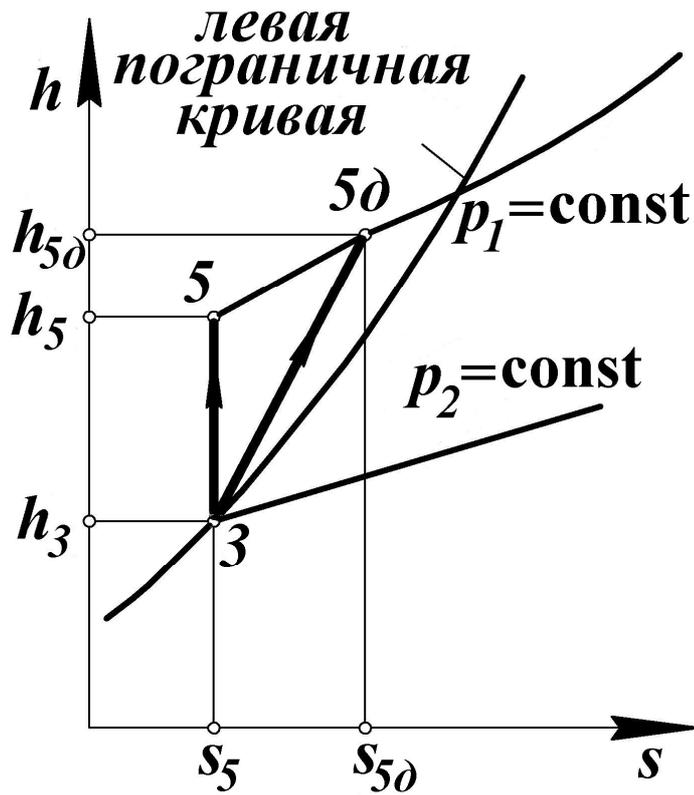
Величина внутреннего относительного КПД у современных мощных высоких параметров составляет $\eta_{oi}^T = 0,85 \div 0,9$.

Работа, затрачиваемая на привод насоса, в случае необратимых потерь

$$l_{нас}^{теор} = h_5 - h_3,$$

а в действительном процессе при наличии необратимых потерь

$$l_{нас}^{действ} = h_{5Д} - h_3.$$

Рис. 56. hs - диаграмма

Внутренний относительный КПД насоса

$$\eta_{oi}^{\text{нас}} = \frac{h_5 - h_3}{h_{5d} - h_3}.$$

Величина $\eta_{oi}^{\text{нас}}$ обычно составляет $0,85 \div 0,9$, т.е. примерно равна η_{oi}^T .

В расчетах потерь в цикле установки, обусловленных необратимостью процессов, потерями в насосе обычно пренебрегают, так как увеличение энтальпии воды в процессе 3-5 весьма мало по сравнению с перепадом в турбине (процесс 1-2), то соответственно и прирост энтропии воды в результате необратимости процесса сжатия в насосе $\Delta s^{\text{нас}} = s_{5d} - s_5$ пренебрежимо мал по сравнению с приростом энтропии вследствие необратимости процессов в турбине $\Delta s^T = s_{2d} - s_2$ и в других элементах установки.

Работа, проводимая в обратимом цикле Ренкина, при отсутствии потерь определяется по уравнению.

$$l_{\text{ц}}^{\text{обр}} = l_{\text{т}}^{\text{теор}} - l_{\text{нас}}^{\text{теор}}$$

или,

$$l_{\text{ц}}^{\text{обр}} = (h_1 - h_2) - (h_5 - h_3).$$

Аналогичным образом работа, производимая в действительном цикле Ренкина, будет равна:

$$l_{\text{ц}}^{\text{действ}} = l_{\text{т}}^{\text{действ}} - l_{\text{нас}}^{\text{действ}}$$

или,

$$l_{\text{ц}}^{\text{действ}} = (h_1 - h_{2\text{д}}) - (h_{5\text{д}} - h_3),$$

откуда следует, что

$$l_{\text{ц}}^{\text{действ}} = (h_1 - h_2) \eta_{\text{oi}}^{\text{т}} - \frac{h_5 - h_3}{\eta_{\text{oi}}^{\text{нас}}}.$$

Отсюда получаем следующее выражение для внутреннего относительного КПД комплекса турбина – насос

$$\eta_{\text{oi}}^{\text{ц}} = \frac{l_{\text{ц}}^{\text{действ}}}{l_{\text{ц}}^{\text{обр}}} = \frac{(h_1 - h_2) \eta_{\text{oi}}^{\text{т}} - \frac{h_5 - h_3}{\eta_{\text{oi}}^{\text{нас}}}}{(h_1 - h_2) - (h_5 - h_3)}.$$

В дальнейшем будем считать, что

$$\eta_{\text{oi}}^{\text{ц}} = \eta_{\text{oi}}^{\text{т}}.$$

Внутренний абсолютный КПД цикла

$$\eta_i^{\Pi} = \eta_{O_i}^{\Pi} \eta_T.$$

Часть тепла, подводимого к телу в цикле превращается в работу. Часть этой работы утрачивается из-за механических потерь в различных элементах турбины (трение в опорных и упорных подшипниках), а также расходуется на привод масляного насоса (подающего машинное масло у трущимся деталям турбины) и системы регулирования турбины. Величина этих затрат работы характеризуется механическим КПД турбины η_M , который представляет собой отношение механической работы, переданной турбиной соединенному с ней электрогенератору (обозначим эту работу l_T^M), к работе, произведенной паром при его расширении в турбине (это уже знакомая величина $l_T^{\text{действ}}$)

$$\eta_M = \frac{l_T^M}{l_T^{\text{действ}}}.$$

Если определить абсолютный эффективный КПД турбоустановки в виде

$$\eta_e^T = \frac{l_T^M}{q_1}$$

(величиной работы насоса пренебрегаем), то

$$\eta_e^T = \frac{l_T^M}{l_T^{\text{действ}}} \frac{l_T^{\text{действ}}}{q_1};$$

отсюда следует

$$\eta_e^{\Pi} = \eta_M \eta_i^{\Pi}$$

или, при замене

$$\eta_i^{\Pi} = \eta_{Oi}^{\Pi} \eta_T$$

получим

$$\eta_e^{\Pi} = \eta_M \eta_{Oi}^{\Pi} \eta_T.$$

Для современных турбин $\eta_M = 0,97 \div 0,995$

Работа l_T^M передается на муфту связанного с турбиной электрогенератора. Некоторая часть этой работы расходуется в виде потерь в электрогенераторе (электрические и механические потери). Определим КПД электрогенератора η_{Γ} в виде отношения

$$\eta_{\Gamma} = \frac{l_{\text{Э}}}{l_T^M},$$

где $l_{\text{Э}}$ – работа, передаваемая внешнему потребителю (электроэнергия, отдаваемая в сеть).

Коэффициент полезного действия мощных электрогенераторов составляет в настоящее время $\eta_{\Gamma} = 0,97 \div 0,99$.

Введем понятие об абсолютном электрическом КПД турбогенераторной установки

$$\eta_e^{\Gamma} = \frac{l_{\text{Э}}}{q_1}.$$

Приведем это выражение к виду

$$\eta_e^{\Gamma} = \frac{l_{\text{Э}}}{l_T^M} \frac{l_T^M}{q_1},$$

получим $\eta_e^{\Gamma} = \eta_{\Gamma} \eta_e^T$ или с учетом ранее приведенных формул

$$\eta_e^{\Gamma} = \eta_{\Gamma} \eta_M \eta_{Oi}^{\Pi} \eta_T.$$

Естественно этот КПД не учитывает потерь тепла в котле и паропроводах.

Поскольку в процессе нашего анализа мы всюду пренебрегали затратами работы на привод насоса, то абсолютный электрический КПД установки не учитывает затрат работы на привод насоса. Если нужно определить КПД более строго, с учетом этой величины, то при расчете из l_3 вычтуть величину затраты энергии на привод насоса $l_{\text{нас}}^{\text{действ}}$.

Количество тепла, подведенного к рабочему телу в цикле

$$q_1 = h_1 - h_5,$$

где h_1 – энтальпия пара, поступающего в турбину при давлении p_1 и температуре T_1 . Однако, в паровом котле пар нагревается до температуры превышающей T_1 : при движении по паропроводу из котельной к турбине вследствие неизбежных теплопотерь через стенки паропровода пар несколько охлаждается. Обозначим температуру и энтальпию, которые имеет пар на выходе из котла, соответственно через T_1^0 и h_1^0 . Очевидно, что КПД паропровода $\eta_{\text{ПП}}$ можно определить следующим образом:

$$\eta_{\text{ПП}} = \frac{h_1 - h_{5\text{д}}}{h_1^0 - h_{5\text{д}}}.$$

Величина $\eta_{\text{ПП}}$ на современных электростанциях составляет обычно 0,98–0,99.

Не все тепло, выделяющееся при сгорании топлива в топке парового котла, идет на нагрев воды и ее пара. Часть этого тепла теряется вследствие неизбежных потерь в котлоагрегате (с уходящими из котла газообразными продуктами сгорания, от химической и механической неполноты сгорания и потерь в окружающую среду).

Степень совершенства котлоагрегата может быть охарактеризована величиной КПД котла $\eta_{\text{ка}}$, определяемого в виде

$$\eta_{\text{ка}} = \frac{h_1^0 - h_{5\text{д}}}{q_1},$$

где $h_1^0 - h_{5Д}$ – тепло, переданное в котле воде и ее пару, а q_1 – тепло, выделившееся при сгорании топлива.

Для современных котлоагрегатов $\eta_{ка} = 0,89 \div 0,93$ в зависимости от вида используемого топлива.

Количество тепла, которое должно быть получено в котле за счет сжигания топлива для того, чтобы энтальпия рабочего тела при выходе из котла составляла h_1^0

$$q' = \frac{h_1 - h_{5Д}}{\eta_{ПП} \eta_{ка}}.$$

Эффективный абсолютный КПД всей теплосиловой установки $\eta_e^{уст}$ должен быть определен, как отношение величины работы, отданной внешнему потребителю (электроэнергия, отданная в сеть $l_{э}$), к количеству тепла, выделившегося при сжигании топлива в топке q'

$$\eta_e^{уст} = \frac{l_{э}}{q'}.$$

Это соотношение может быть записано в виде

$$\eta_e^{уст} = \frac{l_{э}}{q_1} \frac{q_1}{q'}.$$

Поскольку $q_1 = h_1 - h_5$ получим

$$\eta_e^{уст} = \eta_{ка} \eta_{ПП} \eta_e^Г,$$

или, что то же самое,

$$\eta_e^{уст} = \eta_{ка} \eta_{ПП} \eta_{Г} \eta_{М} \eta_{ОИ}^Ц \eta_{Т}.$$

В реальной установке, потери вследствие необратимости весьма значительны и $\eta_e^{уст} \approx 0,33$.

1 кг пара энтальпия которого на входе в турбину равна h_1 , производить в установке работу $l_э$, передаваемую внешнему потребителю равную

$$l_э = \eta_e^\Gamma (h_1 - h_5).$$

Если же за час в турбину поступает D кг пара, то количество электроэнергии выработанной генератором в течении часа (т.е. электрическая мощность генератора), будет равно

$$N = \eta_e^\Gamma (h_1 - h_5) D.$$

Для получения 1 кг пара требуемых параметров в топке котла должно выделиться (за счет сжигания топлива) следующее количество тепла:

$$q' = \frac{h_1 - h_5}{\eta_{ПП} \eta_{ка}},$$

соответственно для получения пара в количестве D кг/ч необходимо, чтобы за час в топке котла выделилось тепло в количестве

$$Q' = \frac{(h_1 - h_5) D}{\eta_{ПП} \eta_{ка}}.$$

Если обозначить теплоту сгорания топлива через Q_H^{p*} , то количество топлива B , которое необходимо сжечь в течении часа в топке котла для получения Q' , будет равно

$$B = \frac{Q'}{Q_H^{p*}}.$$

Для часового расхода топлива в котле паротурбинной установки

$$B = \frac{(h_1 - h_5) D}{\eta_{\text{ПП}} \eta_{\text{ка}} Q_{\text{H}}^{\text{p}^*}}$$

или

$$B = \frac{N}{\eta_{\text{е}}^{\Gamma} \eta_{\text{ПП}} \eta_{\text{ка}} Q_{\text{H}}^{\text{p}^*}}$$

или

$$B = \frac{N}{\eta_{\text{е}}^{\text{уст}} Q_{\text{H}}^{\text{p}^*}}.$$

Это соотношение показывает, какой расход топлива B требуется для того, чтобы обеспечить получение заданной электрической мощности (N) с помощью тепловой паротурбинной установки, имеющей КПД, равный $\eta_{\text{е}}^{\text{уст}}$; требуемый расход топлива будет различным в зависимости от теплоты сгорания топлива, т.е. от качества топлива.

В энергетической практике часто используется такой показатель работы электростанции, как удельный расход топлива – количество топлива, затрачиваемого для получения 1 кВт/ч электроэнергии:

$$b = \frac{B}{N}.$$

Чем выше КПД установки, тем меньше удельный расход топлива. Располагая значениями η_0 и коэффициентов полезного действия каждого из основных элементов, мы можем определить величину потерь тепла в каждом из этих элементов.

Тепло, выделяющееся при сгорании топлива, q' , примем за 100 %.

Потеря тепла в котле

$$\Delta q_{\text{ка}} = (1 - \eta_{\text{ка}}) q'.$$

Потери тепла в трубопроводе

$$\Delta q_{\text{ПП}} = h_1^0 - h_1$$

или используя ранее приведенные формулы

$$\Delta q_{\text{ПП}} = (h_1^0 - h_1)(1 - \eta_{\text{ПП}})$$

или

$$\Delta q_{\text{ПП}} = q' \eta_{\text{ка}} (1 - \eta_{\text{ПП}}).$$

Далее, поскольку внутренний абсолютный КПД цикла в общем виде определяется как

$$\eta_i^{\text{ц}} = 1 - \frac{q_2^{\text{действ}}}{q_1},$$

то тепло $q_2^{\text{действ}}$, передаваемое холодному источнику в цикле (т.е. отдаваемое в конденсаторе), составляет

$$q_2^{\text{действ}} = (1 - \eta_i^{\text{ц}}) q_1$$

или

$$q_2^{\text{действ}} = h_{2\text{д}} - h_3,$$

следовательно,

$$\frac{q_2^{\text{действ}}}{q'} = (1 - \eta_i^{\text{ц}}) \frac{q_1}{q'},$$

откуда

$$\frac{q_2^{\text{действ}}}{q'} = (1 - \eta_i^{\text{ц}}) \eta_{\text{пп}} \eta_{\text{ка}}.$$

Из

$$\eta_i^{\text{ц}} = \frac{q_2^{\text{действ}}}{q_1},$$

следует, что

$$q_2^{\text{действ}} = \eta_i^{\text{ц}} q_1$$

или

$$q_2^{\text{действ}} = \eta_i^{\text{ц}} \eta_{\text{пп}} \eta_{\text{ка}} q'.$$

Механические потери в турбине составляют

$$\Delta q_{\text{м}} = (1 - \eta_{\text{м}}) q_{\text{ц}}^{\text{действ}},$$

и тогда

$$\Delta q_{\text{м}} = (1 - \eta_{\text{м}}) \eta_i^{\text{ц}} \eta_{\text{пп}} \eta_{\text{ка}} q'.$$

Механическая работа на валу турбины и электрогенератора составляет

$$l_{\text{т}}^{\text{м}} = \eta_{\text{м}} q_{\text{т}}^{\text{действ}}$$

или

$$l_{\text{т}}^{\text{м}} = \eta_{\text{м}} \eta_i^{\text{ц}} \eta_{\text{пп}} \eta_{\text{ка}} q'$$

Механические и электрические потери в генераторе составляют

$$\Delta q_{\Gamma} = (1 - \eta_{\Gamma}) q_{\Gamma}^{\text{М}},$$

или,

$$\Delta q_{\Gamma} = q' (1 - \eta_{\Gamma}) \eta_{\text{М}} \eta_i^{\text{П}} \eta_{\text{ПП}} \eta_{\text{ка}}.$$

Внешнему потребителю (в сеть) передается работа (электроэнергия)

$$l_{\text{Э}} = l_{\text{T}}^{\text{М}} \eta_{\Gamma},$$

тогда,

$$l_{\text{Э}} = q' \eta_{\Gamma} \eta_{\text{М}} \eta_i^{\text{П}} \eta_{\text{ПП}} \eta_{\text{ка}}$$

или

$$l_{\text{Э}} = q' \eta_{\text{е}}^{\text{УСТ}}.$$

Таким образом, тепловой баланс теплосиловой паротурбинной установки, работающей по циклу Ренкина

$$q' = l_{\text{Э}} + q_2^{\text{действ}} + \Delta q_{\Gamma} + \Delta q_{\text{М}} + \Delta q_{\text{ПП}} + \Delta q_{\text{ка}}.$$

На рис. 57 и 58 изображены диаграммы тепловых потоков и потоков эксергии.

Эти диаграммы схожи. Однако сходство это – чисто внешнее. Эксергия тепла, выделившегося при сгорании топлива в топке котла, принята здесь за 100 %. Диаграмма показывает, в каких элементах установки и какая доля потока эксергии уходит в виде потерь работоспособности. Следует подчеркнуть, что как видно из диаграммы часть потока эксергии возвращается в цикл – речь идет об эксергии, которой обладает конденсат, поступающий в насос. Диаграммы тепловых потоков и потоков эксергии служат наглядной иллюстрацией реальных процессов, происходящих в реальной паротурбинной установке.

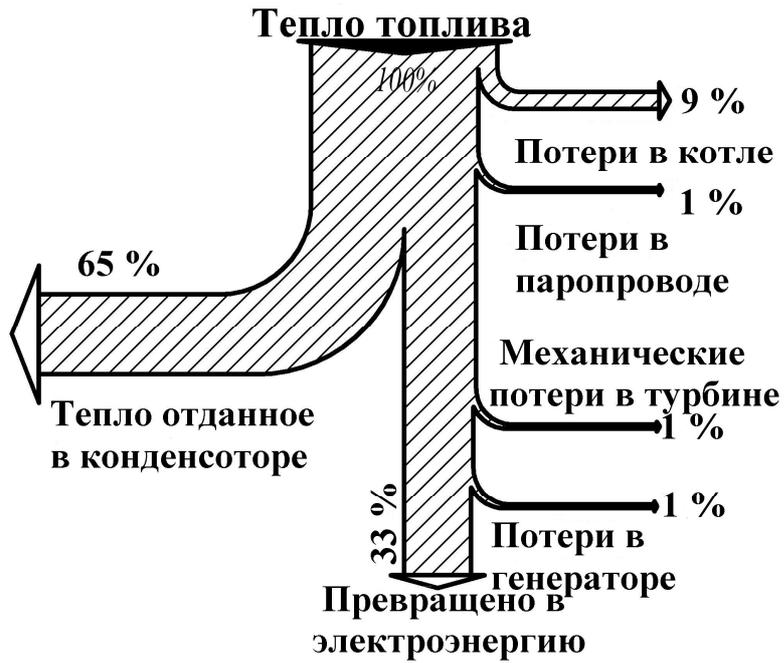


Рис. 57. Диаграмма тепловых потоков

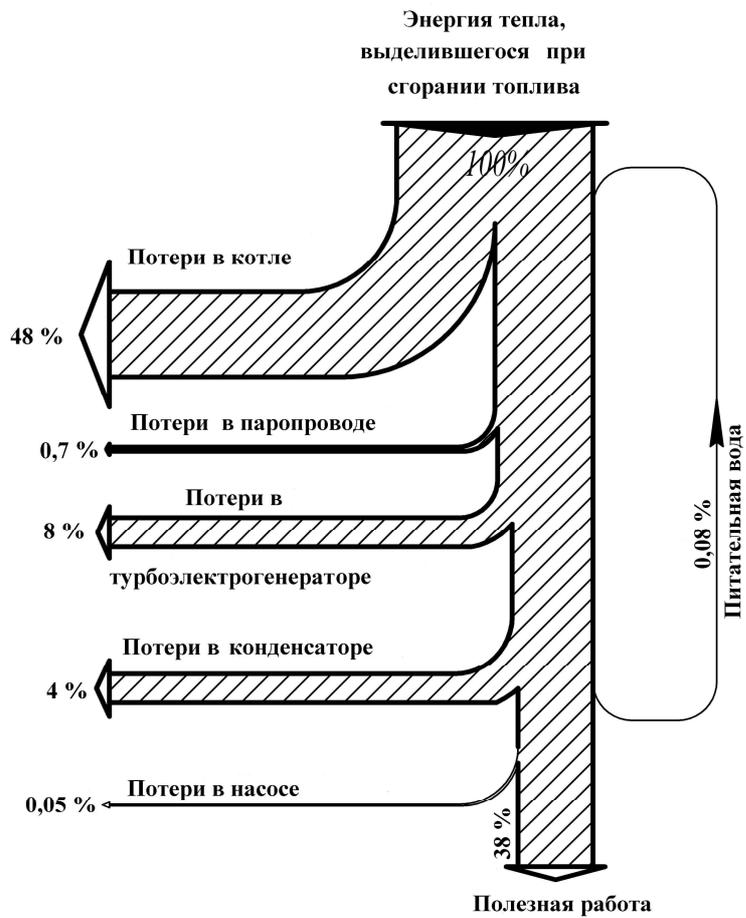


Рис. 58. Диаграмма потоков эксергии

12. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Охлаждение тел до температуры, лежащей ниже температуры окружающей среды, осуществляется с помощью холодильных установок, работающих по обратному тепловому циклу.

Обратным называется цикл, в котором работа сжатия превышает работу расширения и за счет подведенной работы тепло передается от нижнего источника к верхнему.

Пусть q_2 – тепло, отбираемое из холодного источника;

q_1 – тепло, отдаваемое горячему источнику;

$l_{\text{ц}} = q_1 - q_2$ – работа, подводимая в цикле.

Горячему источнику в обратном процессе передается тепло q_1 , равное сумме тепла q_2 , отбираемого из холодного источника, и тепла, эквивалентного подводимой в цикле работе $l_{\text{ц}}$, т.е. $q_1 = q_2 + l_{\text{ц}}$.

Холодильная установка включает в себя устройство для сжатия рабочего тела (компрессор или насос) и устройство, в котором происходит расширение рабочего тела (рабочее тело называется **хладагентом**); расширение рабочего тела может происходить с совершением полезной работы (в поршневой машине или турбомашине) и без совершения полезной работы, т.е. принципиально необратимо (путем дросселирования).

Машины, применяемые в холодильных установках для охлаждения рабочего тела в процессе его расширения с совершением работы, называются **детандерами**. Детандеры подразделяются на поршневые и турбинные. Для характеристики эффективности цикла холодильной установки применяется **холодильный коэффициент** ε , определяемый:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{\text{ц}}},$$

так как

$$l_{\text{ц}} = q_1 - q_2,$$

то

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2},$$

Чем выше значение холодильного коэффициента ε , тем более эффективен цикл холодильной установки, чем выше ε , тем меньшую работу $l_{\text{ц}}$ нужно затратить, чтобы отвести от охлаждаемого тела (холодный источник) одно и то же количество тепла q_2 . Холодильные установки по виду хладагентов делятся на две основные группы:

- газовые холодильные установки;
- паровые холодильные установки, в которых в качестве хладагентов используются пары различных веществ.

12.1. Обратный цикл Карно

На рис. 59 изображена Ts -диаграмма обратного цикла Карно.

Выведем формулу для холодильного коэффициента в цикле Карно:

Тепло q_1 отводится от хладагента в изотермическом процессе 1-4, то $q_1 = T_1(s_4 - s_1)$, а тепло q_2 отводится к хладагенту на изотермическом процессе 2-3, то

$$q_2 = T_2(s_3 - s_2).$$

Тогда

$$\varepsilon = \frac{T_2(s_3 - s_2)}{T_1(s_4 - s_1) - T_2(s_3 - s_2)}.$$

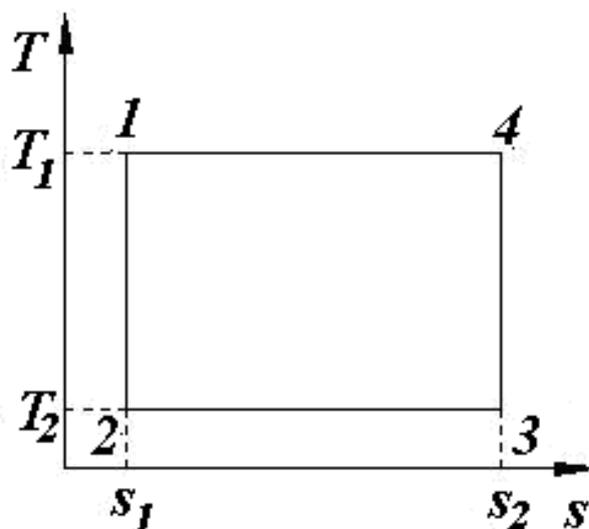


Рис. 59. Ts -диаграмма обратного цикла Карно: 1-2 – адиабатное расширение; 2-3 – изотермическое расширение хладагента, к нему отводится тепло q_2 ; 3-4 – адиабатное сжатие хладагента до температуры T_1 ; 4-1 – изотермический отвод тепла q_1 от хладагента к горячему источнику

Процессы 1-2 и 3-4 адиабатные поэтому $s_2 = s_1$ и $s_4 = s_3$, тогда

$$\varepsilon = \frac{T_2(s_3 - s_2)}{T_1(s_3 - s_2) - T_2(s_3 - s_2)} = \frac{T_2(s_3 - s_2)}{(s_3 - s_2)(T_1 - T_2)} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

12.2. Цикл воздушной холодильной установки (цикл Лоренца)

Воздушная холодильная установка была одним из первых типов холодильных установок, применяемых на практике.

Хладагент (воздух) (рис. 60, 61, 62) расширяется в детандере 1 от давления p_1 до давления p_2 , совершая работу, отдаваемую детандером внешнему потребителю. Воздух, охлажденный в результате процесса адиабатного расширения в детандере от температуры T_1 до температуры T_2 , поступает в охлаждаемый объем 2, из которого он отбирает тепло.

Процесс передачи тепла от охлаждаемого объема к воздуху происходит при постоянном давлении воздуха ($p_2 = \text{const}$). Отвод тепла из охлаждаемого объема возможен только в том случае, если температура воздуха в течение всего изобарного процесса отбора тепла будет меньше, чем температура охлаждаемого объема.

В принципе температура воздуха на выходе из охлаждаемого объема T_3 может сравняться с температурой охлаждаемых тел, на практике же она всегда немного ниже этой температуры. После выхода из охлаждаемого объема воздух направляется в компрессор 3, где его давление повышается от давления p_2 до давления p_1 (при этом температура воздуха возрастает от T_3 до T_4).

Сжатый компрессором воздух поступает в охладитель 4. Охладитель представляет собой теплообменник поверхностного типа, в котором температура воздуха снижается вследствие отдачи тепла охлаждающей воде, циркулирующей через охладитель

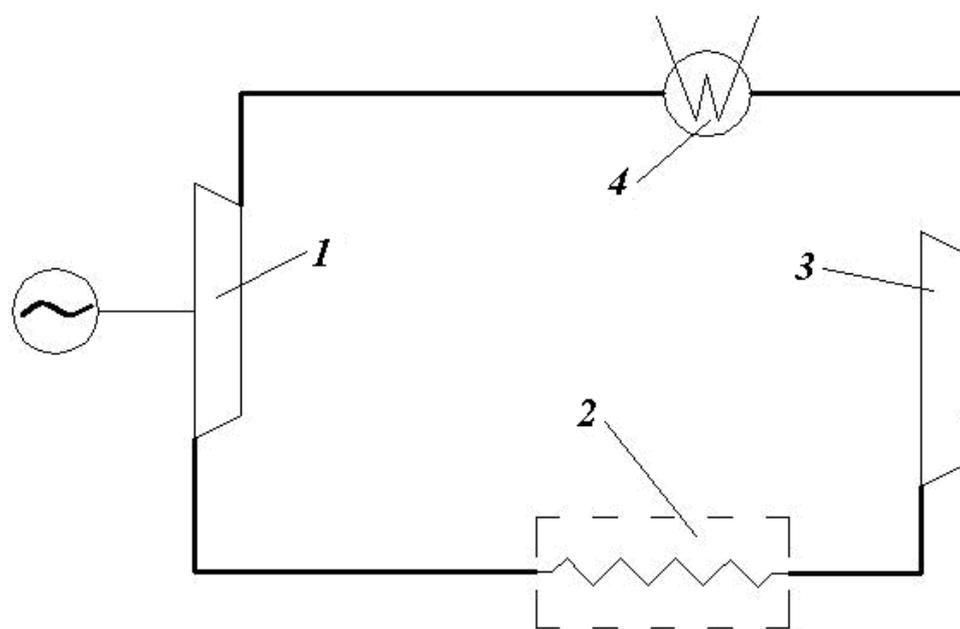
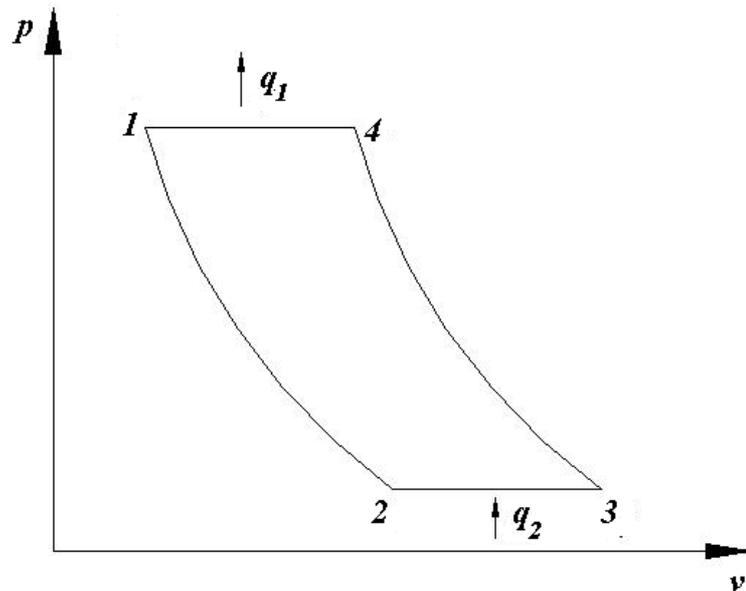
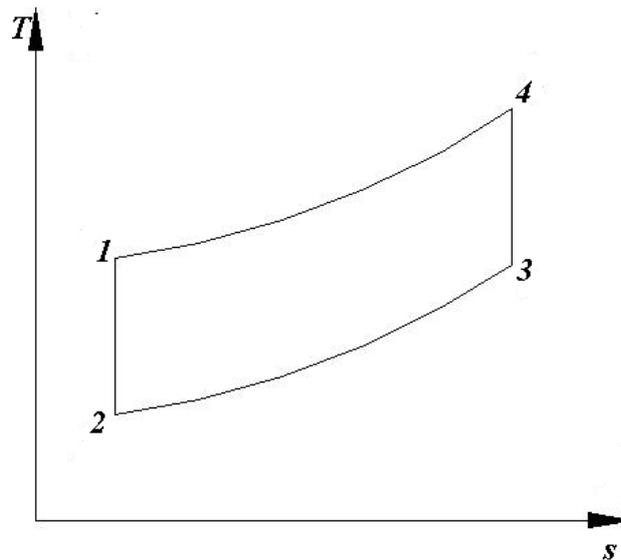


Рис. 60. Схема воздушной холодильной установки

В принципе температура воздуха на выходе из охладителя T_1 может быть сделана сколь угодно близкой к температуре охлаждающей воды, однако на практике температура воздуха всегда несколько выше температуры охлаждающей воды. Процесс в охладителе происходит при постоянном давлении воздуха ($p_1 = \text{const}$).

Рис. 61. p v -диаграмма цикла ЛоренцаРис. 62. T s -диаграмма цикла Лоренца

На рис. 60 и 61:

1-2 – адиабатный процесс расширения воздуха в детандере,

2-3 – изобарный отвод тепла из охлаждаемого объема,

3-4 – процесс сжатия в компрессоре,

4-1 – изобарный процесс охлаждения воздуха в охладителе.

Тепло q_2 – отбираемое воздухом из охлаждаемого объема (холодного источника) в изобарном процессе 2-3 (рис. 61, 62), равно

$$q_2 = h_3 - h_2,$$

а тепла q_1 , отдаваемое воздухом охлаждающей воде в холодильнике (горячему источнику) в изобарном процессе 4-1 (рис. 61, 62), равно:

$$q_1 = h_4 - h_1.$$

Считая воздух идеальным газом с постоянной теплоемкостью, получаем

$$q_2 = c_p(T_3 - T_2) \quad \text{и} \quad q_1 = c_p(T_4 - T_1).$$

Подставим эти значения в формулу для холодильного коэффициента, получим

$$\varepsilon = \frac{c_p(T_3 - T_2)}{c_p(T_4 - T_1) - c_p(T_3 - T_2)}, \quad \varepsilon = \frac{(T_3 - T_2)}{(T_4 - T_1) - (T_3 - T_2)},$$

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Так же

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}.$$

12.3. Цикл паровой компрессорной холодильной установки

Осуществить в холодильной установке подвод и отвод тепла по изотермам удастся в том случае, если в качестве хладагента используется влажный пар какой-либо легкокипящей жидкости, т.е. жидкости, у которой температура кипения при атмосферном давлении меньше 0 °С. В это смысле подобный цикл напоминает теплосилового цикл Ренкина,

осуществляемый во влажном паре также с целью обеспечения изотермических процессов подвода и отвода тепла.

Схема и Ts - диаграмма холодильной установки, осуществляющей цикл с влажным паром изображены на рис. 63 и 64.

Сжатый в компрессоре 3 до давления p_1 влажный пар поступает в охладитель (конденсатор) 4, где за счет отдачи тепла охлаждающей воде происходит конденсация пара.

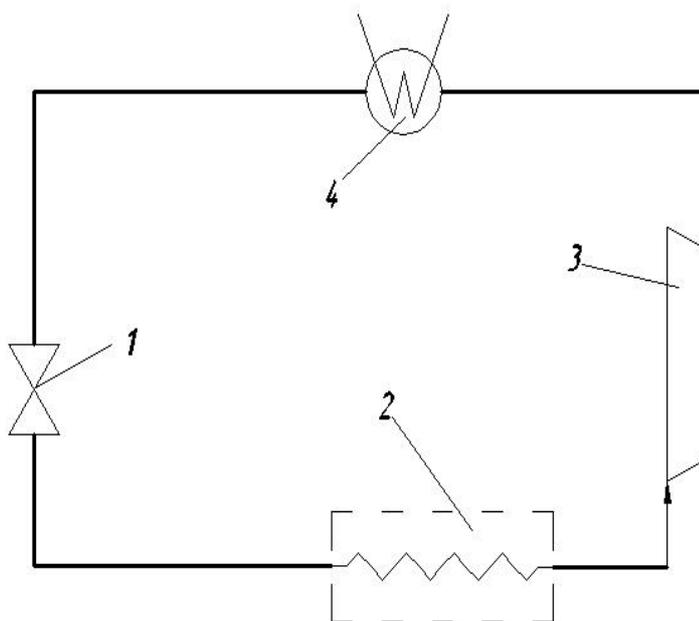


Рис. 63. Схема паровой компрессорной холодильной установки

Процесс конденсации происходит по изобаре-изотерме 4-1 (рис. 64), так что из конденсатора выходит жидкость в состоянии насыщения, соответствующем точке 1 на диаграмме. В случае, когда процесс отвода тепла происходит по изотерме, разность температур конденсирующего пара и охлаждающей воды может быть весьма малой.

Казалось бы, что далее жидкий хладагент должен быть направлен в детандер. Однако создание детандера, в котором расширяется и совершает работу не газ и даже не пар, а насыщенная жидкость, представляет собой трудную задачу.

Поэтому в холодильных установках, использующих в качестве хладагентов влажные пары легкокипящих жидкостей, как правило, детандеры не применяются и вместо процесса расширения с отдачей внешней работы используется процесс расширения без отдачи внешней работы, т.е. процесс дросселирования.

Процесс адиабатного дросселирования сопровождается ростом энтропии дросселируемого вещества, энтальпия вещества в результате адиабатного дросселирования не изменяется.

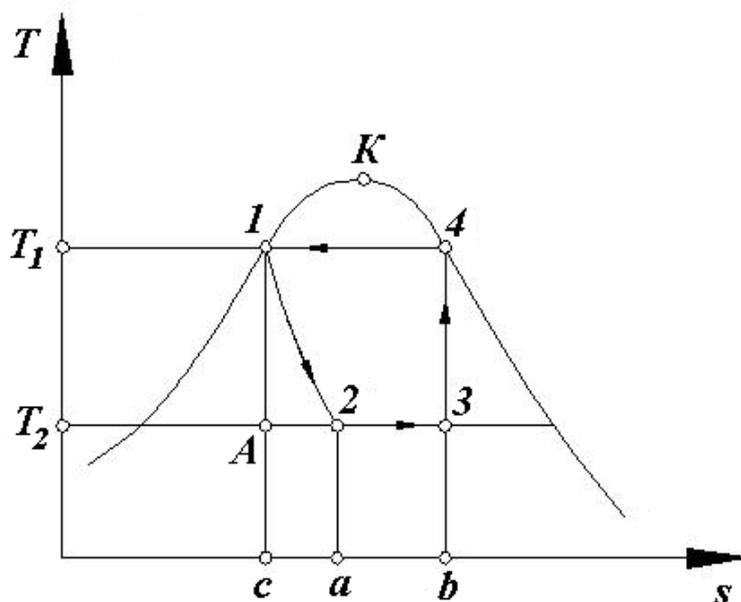


Рис. 64. Ts диаграмма паровой компрессорной холодильной установки

Жидкость при давлении p_1 и температуре T_1 (точка 1) направляется в дроссельный вентиль 1, где она дросселируется до давления p_2 . Из дроссельного вентиля выходит влажный пар при температуре T_2 и с малой степенью сухости. Необратимый процесс дросселирования изображен линией 1-2 (рис. 64).

По выходе из вентиля влажный пар направляется в помещенный в охлаждаемом объеме испаритель 2, где за счет отбираемого от охлаждаемых тел тепла, жидкость, содержащаяся во влажном паре испаряется. Изобарно-изотермический отвод тепла к хладагенту в испарителе от охлаждаемого объема изображается линией 2-3 (рис. 64). Давление p_2 выбирается таким образом, чтобы соответствующая этому давлению температура насыщения была несколько ниже температуры охлаждаемого объема.

Из испарителя пар высокой степени сухости направляется в компрессор, где он адиабатно сжимается от давления p_2 до давления p_1 . В процессе адиабатного сжатия (линия 3-4 рис. 64) степень сухости возрастает, так что из компрессора выходит сухой насыщенный пар. Затем пар направляется в конденсатор 4 и цикл замыкается.

Такого рода установка называется парокompрессионной, так как в ней сжатие влажного пара осуществляется при помощи компрессора.

В рассматриваемом цикле парокompрессионной холодильной установки работа, затрачиваемая на привод компрессора, осуществляющего адиабатное сжатие хладагента, равна:

$$l_{\text{компр}} = h_4 - h_3 ,$$

поскольку расширение хладагента происходит без отдачи внешней работы ($h_1 = h_2$), то работа, затрачиваемая в цикле, равна работе компрессора, т.е.

$$l_{\text{ц}} = l_{\text{компр}} = h_4 - h_3 .$$

Тепло, подводимое к хладагенту в охлаждаемом объеме, q_2 , равно:

$$q_2 = h_4 - h_3 .$$

Подставляя эти значения в формулу для холодильного коэффициента получим

$$\varepsilon = \frac{h_3 - h_2}{h_4 - h_3} .$$

Значение ε цикла парокompрессионной холодильной установки отличается от ε холодильного цикла Карно значительно меньше, чем ε цикла воздушной установки. Таким образом, парокompрессионная установка имеет по сравнению с холодильной установкой значительно более высокий холодильный коэффициент, а также обеспечивает большую холодопроизводительность.

Следовательно, парокompрессионная холодильная установка термодинамически более совершенна, чем воздушная холодильная установка, при малом температурном интервале. При большом температурном интервале выгоднее газовая холодильная установка.

13. ОСНОВЫ ТЕПЛОФИКАЦИИ

В процессе выработки электроэнергии на теплоэлектростанциях большое количество тепла передается холодному источнику – охлаждающей конденсатор воде и бесполезно теряется. Количество тепла, отдаваемого холодному источнику q_2 , можно уменьшить за счет увеличения термического КПД цикла, однако полностью устранить нельзя, так как в соответствии со вторым законом термодинамики передача определенного количества тепла холодному источнику является неизбежной.

Как известно, для производственных и бытовых нужд потребляется значительное количество тепла в виде горячей воды и пара в разного рода технологических процессах, для отопления зданий и горячего водоснабжения. В обычных конденсаторных паротурбинных установках давление в конденсаторе поддерживается равным примерно 4 кПа, т.е. конденсация пара происходит при температуре около 28–29 °С. Тепло, отдаваемое охлаждающей воде в таком конденсаторе, имеет низкий температурный потенциал и не может быть использовано для производственных или бытовых нужд.

Для того чтобы иметь возможность использовать тепло, отдаваемое конденсирующим паром, нужно увеличить давление в конденсаторе, т.е. увеличить температуру, при которой конденсируется этот пар. Повышение нижней температуры цикла приведет к некоторому уменьшению величин термического КПД и, к уменьшению выработки электроэнергии при тех же затратах топлива.

Поэтому с точки зрения экономичности цикла такая операция является невыгодной. Однако возможность получения больших количеств тепла для технологических и бытовых нужд за счет некоторого сокращения выработки электроэнергии оказывается весьма выгодной (избавляет от необходимости сооружать специальные отопительные котельные, небольшие, имеющие невысокий КПД и поэтому требующие повышенного расход топлива, а также нерационально использующие тепло высокого температурного потенциала при сжигании топлива для нагрева низкотемпературного рабочего тела, что невыгодно из-за уменьшения работоспособности системы).

Комбинированная выработка на электростанциях электроэнергии и тепла называется теплофикацией, а турбины, применяемые на таких электростанциях – теплофикационными. Наибольшее развитие по сравнению с другими странами теплофикация получила в нашей стране.

Тепловые электростанции, осуществляющие комбинированную выработку электроэнергии и тепла, называются теплоэлектроцентралями (ТЭЦ) в отличие от чисто конденсационных электростанций (КЭС), производящих только электроэнергию.

13.1. Цикл теплофикационной парогазовой установки

Схема теплофикационной парогазовой установки представлена на рис. 65.

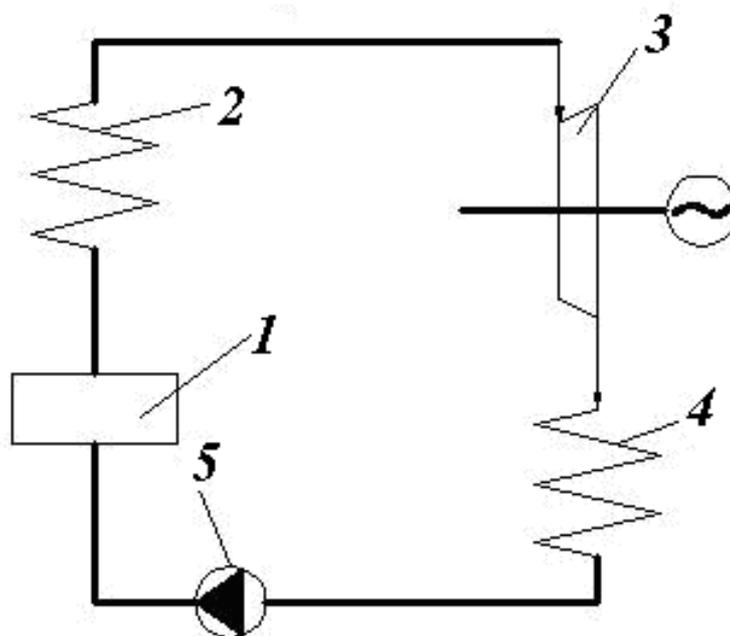


Рис. 65. Схема теплофикационной парогазовой установки:

1 – котел, 2 – пароперегреватель, 3 – турбина,
4 – теплопотребитель, 5 – насос

Работа цикла (рис. 66) изображается площадью 1-2-3-5-4-6-1, тепло q_2 , отданное внешнему потребителю, – площадь А-3-2-В-А.

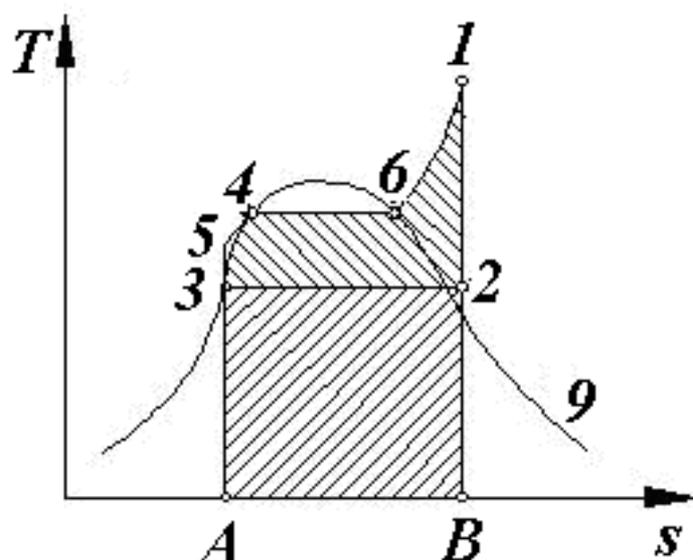


Рис. 66. Ts -диаграмма теплофикационной парогазовой установки

Для характеристики экономичности работы ТЭЦ применяется так называемый коэффициент использования тепла K , определяемый как отношение полезной работы, произведенной в цикле $l_{\text{Ц}}$ и тепла, отданного внешнему потребителю q_2 , к количеству тепла, выделившегося при сгорании топлива

$$K = \frac{l_{\text{Ц}} + q_2}{q_1},$$

или

$$K = \frac{N + Q}{\dot{m}Q_{\text{Н}}^{\text{р}}},$$

где N – электрическая мощность установки; \dot{m} – часовой расход топлива; $Q_{\text{Н}}^{\text{р}}$ – теплота сгорания топлива; Q – количество тепла, отданного внешнему потребителю.

Чем величина K ближе к единице, тем совершеннее установка, т.е. тем меньше потери тепла в котле и паропроводе, механические потери в турбине, механические и электрические потери в электрогенераторе.

13.2. Тепловой насос и теплофикация

«Теплофикация» — энергоснабжение тепловых и электрических потребителей на базе комбинированного производства тепла и электроэнергии в одной технологической установке. Переход с отдельного производства энергии на теплофикацию позволяет увеличить коэффициент полезного использования топлива (КПИТ) в 1,5 раза с 55 % до 83 %.

Парадоксы отечественной теплоэнергетики

Парадокс 1. Стыдно признаться, но более 90 % специалистов – теплоэнергетиков не знает, что такое и зачем нужны тепловые насосы. В Японии ежегодно производится около 3 млн тепловых насосов, в США – около 1 млн. В Германии предусмотрена дотация в 400 марок за каждый кВт установленной мощности тепловых насосов. В Новосибирске на практически единственном в России предприятии «Энергия», производящем крупные тепловые насосы, за 10 лет выпущено порядка сотни промышленных тепловых насосов. За рубежом выгодно использовать низкопотенциальное тепло, а в России, в стране холода, проще построить котельную, чем использовать сбросные низкопотенциальные источники тепла!

Парадокс 2. Энергии сбросного тепла, поступающего на градирни омских ТЭЦ, достаточно, чтобы остановить в резерв все, даже самые крупные котельные города, при понижении температуры наружного воздуха до 8 °С. Но почему-то даже зимой, когда из градирен ТЭЦ выбрасывается огромное количество тепла, в зоне действия тепловых сетей работают десятки котельных, нагрузку которых могут взять на себя ТЭЦ. Потери топлива от неумения организовать совместное потребление сбросной энергии от ТЭЦ различными собственниками котельных по Омску составляет не менее 630 тыс. т.у.т/год на сумму до 200–800 млн рублей в год.

Парадокс 3. В российской теплоэнергетической системе «ТЭЦ – тепловой потребитель» получается замкнутый круг, тепловые насосы не применяются, потому что на них нет спроса, а с другой стороны нет предложений, потому что нет спроса. Суть в том, что сбросное тепло от ТЭЦ продается по цене тепла, получаемого от котельной. Конечно, с таким уровнем цен никакой тепловой насос не будет конкурентоспособен.

Все вышеперечисленные парадоксы являются следствием того, что до настоящего времени нет логически обоснованного метода анализа затрат на производство энергии как на специфичный вид материи,

качественно отличающейся от других товаров неразрывностью по времени производства и потребления энергии.

Существующий технико-экономический анализ работы ТЭЦ совершенно не отвечает технологии производства низкопотенциального сбросного тепла и электрической энергии. Метод ценообразования на сбросное тепло необходимо пересматривать. Ответы на эти и многие другие парадоксы в энергетике кроются в абсурдности существующего метода ценообразования на энергию, в оторванности тарифной политики от технологии производства тепловой и электрической энергии.

13.3. Область применения тепловых насосов в системе теплофикации

Законодателям, определяющим энергетическую стратегию региона, необходимо полностью отказаться от услуг так называемого «физического метода» распределения экономии топлива и перейти на применение «энергетического метода» анализа. Методические указания по составлению отчета электростанции о тепловой экономичности оборудования должны быть пересмотрены и должны отвечать технологической сути комбинированного производства энергии.

Чем ниже температура сетевой воды, используемой тепловым потребителем, тем меньше требуется топлива на ТЭЦ для его дополнительного производства как тепловой, так и электрической энергии.

Низкотемпературное тепло на уровне 45 °С как раз и является той экономической нишей, где применение тепловых насосов технически и экономически выгодно. Не надо строить дополнительных теплообменников для забора тепла из систем охлаждения конденсаторов. Достаточно забирать это тепло непосредственно в центре тепловых потребителей из обратной сетевой воды, «захламляя» обратную сетевую воду от 45–70 °С до температуры +10 °С. Цена на это тепло должна зависеть от числа часов использования сбросного тепла. Если же это тепло не будет забираться в часы максимума тепловых нагрузок, то цена должна быть в 10–20 раз ниже цены пикового тепла.

Тепловые насосы и теплофикация являются взаимно исключаящими и взаимно дополняющими энергосберегающими технологиями. Теплофикация является более эффективным технологическим решением, чем тепловые насосы. Применять тепловые насосы непосредственно на ТЭЦ, ГРЭС, где имеются круглогодичные сбросы тепла в градирни, пруды охладители, нет никакого смысла. Греть воду, получать пар необходимых

параметров необходимо производить непосредственно с отборов паровых турбин, без сложной трансформации тепла с помощью тепловых насосов. Однако, если на ТЭЦ имеются сбросы тепла в атмосферу или водоем, то можно применять тепловой насос для сверхбалансовой нагрузки, непосредственно забирая тепло из обратной сетевой воды у удаленного потребителя по цене сбросного тепла. Это означает, что, если на ТЭЦ имеется сбалансированная тепловая и электрическая нагрузка, то область применения тепловых насосов возможно только в те периоды, когда нет пиковых нагрузок. Для условий г. Омска этот внепиковый период времени составляет порядка 7000–7500 часов.

Предполагаемая экономическая ниша в схеме балансов тепловой и электрической энергии на ТЭЦ позволяет сделать технологический прорыв в применении тепловых насосов в «Энергетике крупного города». Так, с применением тепловых насосов можно и нужно:

- значительно расширить область комбинированного производства и комбинированного потребления тепловой и электрической энергии;

- пересмотреть концепцию теплоснабжения населения городов:

- базовая низкотемпературная нагрузка до 115 °С – от теплофикационных отборов ТЭЦ;

- пиковая нагрузка – от пиковых котельных, абсорбционных тепловых насосов, компрессионных тепловых насосов, находящихся в центре тепловых нагрузок;

- применять низкотемпературный транспорт базовой нагрузки тепловых сетей по графику: для полубазовых нагрузок ТЭЦ – 65–10 °С, для пиковых нагрузок ТЭЦ – 115–10 °С, для пиковых нагрузок тепловых сетей – количественно – и качественное регулирование;

- использовать полиэтиленовые трубы для невысоких температур до 95 °С и невысоких давлений до 0,6 МПа;

- применять трехтрубные системы: две трубы – отопление, третья труба – только для горячего водоснабжения;

- получать пар из сетевой воды и закрыть сотню низкоэффективных паровых котельных.

ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАНЯТИЯ

Практическое занятие №1

Первый закон термодинамики

Основные формулы

1. Первый закон термодинамики

$$dQ = dU + dL = dU + pdV .$$

Для 1 кг рабочего тела это уравнение записывается так:

$$dq = du + dl , \text{ или } dq = du + pdv .$$

Так как $U + pV = H$, то

$$dQ = dH - Vdp$$

или для 1 кг рабочего тела

$$dq = dh - vdp .$$

2. Работа, внутренняя энергия и теплота изотермического, изобарного, изохорного и адиабатного процессов

	Теплота (q)	Работа (l)	Внутренняя энергия (u)
Изохорный процесс	$dq = du$ $q = c_v(T_2 - T_1)$	0	$dq = du$ $u = c_v(T_2 - T_1)$
Изобарный процесс	$dq = dh$ $q = c_p(T_2 - T_1)$	$l = p(v_2 - v_1) =$ $= R(T_2 - T_1)$	$u = c_v(T_2 - T_1)$
Изотермический процесс	$dq = dl$	$l = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$	0
Адиабатный процесс	0	$l = c_v(T_1 - T_2)$	$du = -dl$ $u = c_v(T_2 - T_1)$

3. Изменение энтальпии идеального газа

$$h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1)$$

4. Изменение внутренней энергии идеального газа

$$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1)$$

5. Теплоемкость газов

$$c_p - c_v = R, \quad \tilde{c}_p - \tilde{c}_v = R_\mu, \quad k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\tilde{c}_p}{\tilde{c}_v}, \quad \tilde{c}_v = \mu c_v = \frac{jR_\mu}{2},$$

где j – общее число степеней свободы поступательных и вращательных движений.

Теплоемкость идеальных газов по молекулярно-кинетической теории

Газы	Число степеней свободы		\tilde{c}_v	\tilde{c}_p	$k = \frac{c_p}{c_v}$
	Поступательное	Вращательное			
Одноатомные молекулы	3	–	$\frac{3}{2}R_\mu$	$\frac{5}{2}R_\mu$	1,67
Двухатомные молекулы	3	2	$\frac{5}{2}R_\mu$	$\frac{7}{2}R_\mu$	1,4
Трехатомные с линейной молекулы	3	2	$\frac{5}{2}R_\mu$	$\frac{7}{2}R_\mu$	1,4
Трехатомные с нелинейной молекулой и многоатомные	3	3	$\frac{6}{2}R_\mu$	$\frac{8}{2}R_\mu$	1,33

Задача №1

Сколько килограммов свинца можно нагреть от температуры 15°C до температуры его плавления $t_{\text{пл}} = 327^\circ\text{C}$ посредством удара молота массой 200 кг при падении его с высоты 2 м?

Предполагается, что вся энергия падения молота превращается в теплоту, целиком поглощаемую свинцом.

Теплоемкость свинца $c_p = 0,1256$ кДж/(кг·К).

Ответ: $m = 0,0969$ кг.

Задача №2

Какова должна быть скорость свинцовой пули, чтобы при ударе о стальную плиту она полностью расплавилась?

Предполагается, что в момент удара температура пули равна 27 °С, температура плавления свинца $t_{\text{пл}} = 327$ °С, теплота плавления $r_{\text{пл}} = 20,934$ кДж/кг, а теплоемкость $c_p = 0,1256$ кДж/(кг·К).

Ответ: $w = 340$ м/с.

Задача №3

Какое количество теплоты необходимо подвести к воздуху, заключенному в сосуде объемом 20 дм³ при давлении 1 МПа и температуре 20 °С, чтобы поднять его температуру до 600 °С?

Ответ: $Q = 105,3$ кДж.

Задача №4

В компрессоре газовой турбины сжимается воздух. Начальная температура воздуха 30 °С, температура после сжатия 150 °С. Определите изменение энтальпии и внутренней энергии воздуха в процессе сжатия.

Ответ: $\Delta h = 121$ кДж/кг, $\Delta u = 86,7$ кДж/кг.

Задача №5

В регенеративном подогревателе газовой турбины воздух нагревается при постоянном давлении от 130 °С до 500 °С. Определите количество теплоты, сообщенной воздуху в единицу времени, если его расход составляет 250 кг/ч.

Ответ: $Q = 27$ кДж/с.

Задача №6

Найти изменение внутренней энергии 2 м³ воздуха, если температура его понижается от $t_1 = 250$ °С до $t_2 = 70$ °С. Начальное давление воздуха $p_1 = 0,6$ МПа.

Ответ: $\Delta U = -1063$ кДж.

Задача №7

1 кг воздуха при температуре 30 °С и начальном давлении 0,1 МПа сжимается изотермически до конечного давления 1 МПа. Определить конечный объем, затрачиваемую работу и количество теплоты, отводимой от газа.

Ответ: $v_2 = 0,0869 \text{ м}^3/\text{кг}$, $q = l = -200 \text{ кДж/кг}$

Задача №8

К газу, заключенному в цилиндре с подвижным поршнем, подводится извне 100 кДж теплоты. Величина произведенной работы при этом составляет 115 кДж. Определить изменение внутренней энергии газа, если количество его равно 0,8 кг.

Ответ: $\Delta U = -18,2 \text{ кДж}$.

Практическое занятие №2**Второй закон термодинамики. Цикл Карно****Основные формулы****1. Второй закон термодинамики**

$$ds \geq \frac{dq}{T}; \quad s_2 - s_1 \geq \int_1^2 \frac{dq}{T}.$$

Знаки равенства и неравенства для обратимых и необратимых процессов соответственно.

2. Изменение энтропии для идеальных газов

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1};$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

3. Цикл Карно

Цикл Карно состоит из двух адиабат и двух изотерм (см. рис. 6 и 8).

Количество подведенной теплоты

$$q_1 = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Количество отведенной теплоты

$$q_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

Работа цикла Карно

$$l_{\text{ц}} = q_1 - q_2.$$

Термический КПД

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1},$$

где q_1 – количество теплоты, заимствованного 1 кг рабочего тела от внешнего источника теплоты; q_2 – количество теплоты, отданной 1 кг рабочего тела от внешнему охладителю.

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1}.$$

Термический КПД цикла Карно

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

где T_1 и T_2 – соответственно температуры верхнего и нижнего источника теплоты в К.

Задача №1

Определите изменение энтропии 3 кг азота в политропном процессе при изменении температуры от $t_1 = 100^\circ\text{C}$ до $t_2 = 300^\circ\text{C}$. Показатель политропы $n = 1, 2$. Теплоемкости принять по молекулярно-кинетической теории.

Ответ: $\Delta S = - 0,956 \text{ кДж/К}$.

Задача №2

Определить изменение энтропии водорода в изотермическом процессе при изменении давления от 1 МПа до 3 МПа. Теплоемкость принять по молекулярно-кинетической теории.

Ответ: $\Delta S = - 4,567 \text{ кДж/К}$.

Задача №3

Определить энтропию 1 кг кислорода при $p = 0,8 \text{ МПа}$ и $t = 250^\circ\text{C}$. Теплоемкость считать постоянной.

Ответ: $s = 0,0605 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$.

Задача №4

1 кг кислорода при температуре $t_1 = 127^\circ\text{C}$ расширяется до пятикратного объема; температура его при этом падает до $t_2 = 27^\circ\text{C}$.

Определить изменение энтропии. Теплоемкость считать постоянной.

Ответ: $\Delta s = 0,2324 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$.

Задача №5

1 кг воздуха сжимается от $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$ и $t_1 = 15^\circ\text{C}$ до $p_2 = 0,5 \text{ МПа}$ и $t_2 = 100^\circ\text{C}$.

Определить изменение энтропии. Теплоемкость считать постоянной.

Ответ: $\Delta s = - 0,196 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$.

Задача №6

1 кг воздуха сжимается по политропе от 0,1 МПа и 20°C до 0,8 МПа при $n = 1,2$. Определить конечную температуру, изменение энтропии, количество отведенной теплоты и затраченную работу.

Ответ: $t_2 = 141^\circ\text{C}$; $\Delta s = - 0,2445 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$; $q = - 87,1 \text{ кДж/кг}$;
 $l = - 173 \text{ кДж/кг}$.

Задача №7

К газу в круговом процессе подведено 250 кДж теплоты. Термический КПД равен 0,46. Найти работу, полученную за цикл.

Ответ: $L=115\text{кДж}$.

Задача №8

В результате осуществления кругового процесса получена работа, равная 80 кДж, а отдано охладителю 50 кДж теплоты. Определить термический КПД цикла.

Ответ: $\eta_t = 0,615$.

Задача №9

1 кг воздуха совершает цикл Карно в пределах температур $t_1 = 627^\circ\text{C}$ и $t_2 = 27^\circ\text{C}$, причем наивысшее давление составляет 6 МПа, а низшее составляет 0,1 МПа. Определить параметры состояния воздуха в характерных точках цикла, работу, термический КПД цикла и количество подведенной и отведенной теплоты.

Решение

Точка 1.

$$p_1 = 6 \text{ МПа}, T_1 = 900\text{К}.$$

Удельный объем определяем из уравнения состояния:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = 0,43 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

$$T_2 = 900\text{К}.$$

Из уравнения адиабаты (линия 2-3)

$$\frac{p_2}{p_3} = \left(\frac{T_2}{T_3} \right)^{\frac{k}{k-1}} = 46,8;$$

$$p_2 = 4,68 \text{ МПа}.$$

Из уравнения изотермы (линия 1-2)

$$p_1 v_1 = p_2 v_2$$

получаем

$$v_2 = \frac{p_1 v_1}{p_2} = 0,055 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 3.

$$p_3 = 0,1 \text{ МПа}, T_3 = 300\text{К}.$$

$$v_3 = \frac{RT_3}{p_3} = 0,861 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 4.

$$T_4 = 300\text{К}.$$

Из уравнения адиабаты (линия 4-1)

$$\frac{p_1}{p_4} = \left(\frac{T_1}{T_4} \right)^{\frac{k}{k-1}} = 4,68;$$

$$p_4 = 0,128 \text{ МПа}.$$

Из уравнения изотермы (линия 3-4)

$$p_3 v_3 = p_4 v_4$$

Получаем

$$v_4 = \frac{p_3 v_3}{p_4} = 0,671 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Количество подведенной теплоты

$$q_1 = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = 63,6 \text{ кДж/кг},$$

количество отведенной теплоты

$$q_2 = RT_3 \ln \frac{v_3}{v_4} = 21,5 \text{ кДж/кг}.$$

Термический КПД цикла находим по формуле

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 0,662$$

или, по формуле

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 0,667.$$

Работа цикла

$$l = q_1 - q_2 = 42,1 \text{ кДж/кг}.$$

Задача №10

1 кг воздуха совершает цикл Карно между температурами $t_1 = 327^\circ\text{C}$ и $t_2 = 27^\circ\text{C}$, наивысшее давление при этом составляет 2 МПа, а низшее составляет 0,12 МПа.

Определить параметры состояния воздуха в характерных точках цикла, работу, термический КПД цикла и количества подведенной и отведенной теплоты.

Ответ: $v_1 = 0,086 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_2 = 1,36 \text{ МПа}$, $v_2 = 0,127 \text{ м}^3/\text{кг}$,

$v_3 = 0,717 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_4 = 0,18 \text{ МПа}$, $v_4 = 0,486 \text{ м}^3/\text{кг}$,

$q_1 = 67,4 \text{ кДж/кг}$, $q_2 = 33,7 \text{ кДж/кг}$, $\eta_t = 0,5$, $l = 33,7 \text{ кДж/кг}$.

Задача №11

1 кг воздуха совершает цикл Карно в пределах температур $t_1 = 250 \text{ }^\circ\text{C}$ и $t_2 = 30 \text{ }^\circ\text{C}$, наивысшее давление $p_1 = 1 \text{ МПа}$, а наимизшее $p_3 = 0,12 \text{ МПа}$.

Определить параметры состояния воздуха в характерных точках цикла, работу, термический КПД цикла и количества подведенной и отведенной теплоты.

Ответ: $v_1 = 0,15 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_2 = 0,81 \text{ МПа}$, $v_2 = 0,185 \text{ м}^3/\text{кг}$,
 $v_3 = 0,725 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_4 = 0,15 \text{ МПа}$, $v_4 = 0,486 \text{ м}^3/\text{кг}$,
 $q_1 = 31,1 \text{ кДж/кг}$, $q_2 = 18 \text{ кДж/кг}$, $\eta_t = 0,42$, $l = 18,1 \text{ кДж/кг}$.

Практическое занятие №3**Компрессоры****Основные формулы**

Процесс сжатия газа в компрессоре (см. рис. 17) в зависимости от условий теплообмена между рабочим телом со стенками цилиндра может осуществляться по изотерме 1-2, политропе 1-2', адиабате – 1-2''.

Работа компрессора с изотермическим сжатием

$$l_k = -RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = RT_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Работа компрессора с адиабатным сжатием

$$l_k = -\frac{k}{k-1}(p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Работа компрессора с политропным сжатием

$$l_k = -\frac{n}{n-1}(p_2 v_2 - p_1 v_1), l_k = -\frac{n}{n-1} RT \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right].$$

Теоретическая мощность компрессора

$$N_k = \dot{m} l_k.$$

Задача №1

Идеальный поршневой компрессор сжимает 450 м³/ч воздуха (в пересчете на нормальные условия) с температурой $t_1 = 20$ °С от $p_1 = 0,1$ МПа и до давления $p_2 = 0,5$ МПа.

Определите мощность, затрачиваемую на привод компрессора, если сжатие происходит адиабатно, и температуру газа на выходе из компрессора.

Ответ: $N = 28,7$ кВт, $t_2 = 207$ °С.

Задача №2

В изотермическом компрессоре воздух сжимается от 0,098 до 0,981 МПа. Как изменится мощность двигателя для привода компрессора, если сжатие будет производиться изотермически до 98,1 МПа.

Ответ: в 3 раза.

Задача №3

Определите объемную часовую производительность по сжатому воздуху компрессора, сжимающего воздух от $p_1 = 0,098$ МПа и $t_1 = 15$ °С до $p_2 = 0,784$ МПа. Сжатие изотермическое, мощность двигателя 40 кВт.

Ответ: $\dot{V} = 85,4$ м³/ч.

Задача №4

Компрессор сжимает 600 м³/ч воздуха с температурой $t_1 = 20$ °С от давления $p_1 = 0,098$ МПа и до давления $p_2 = 0,6$ МПа. Определите мощность, необходимую на привод компрессора, если сжатие происходит адиабатно.

Ответ: $N = 38,9$ кВт.

Задача №5

Компрессор всасывает 100 м³/ч воздуха при давлении $p_1 = 0,1$ МПа и температуре $t_1 = 27$ °С. Конечное давление воздуха составляет 0,8 МПа.

Найти теоретическую мощность для привода компрессора и расход охлаждающей воды, если температура ее повышается на 13 °С. Расчет

произвести для изотермического, адиабатного и политропного сжатия. Показатель политропы принять равным 1,2, а теплоемкость воды 4,19 кДж/кг.

Решение

Изотермическое сжатие.

Определим работу компрессора

$$L = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = 20,8 \text{ МДж/ч.}$$

Теоретическая мощность двигателя

$$N = \frac{L}{1000 \cdot 3600} = 5,8 \text{ кВт.}$$

Теплота, отводимая с охлаждающей водой

$$Q = L = 20,8 \text{ МДж/ч.}$$

Расход охлаждающей воды

$$M = \frac{20,8 \cdot 10^6}{13 \cdot 4,19} = 382 \text{ кг/ч.}$$

Адиабатное сжатие.

Работа компрессора

$$L = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) = 28,4 \text{ МДж/ч.}$$

Теоретическая мощность двигателя

$$N = \frac{L}{1000 \cdot 3600} = 7,9 \text{ кВт.}$$

Политропное сжатие.

Работа компрессора

$$L = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right) = 24,8 \text{ МДж/ч.}$$

Теоретическая мощность двигателя

$$N = \frac{L}{1000 \cdot 3600} = 6,9 \text{ кВт.}$$

Количество теплоты, отводимой от воздуха

$$Q = M c_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1) = -10400 \text{ кДж/ч,}$$

причем

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 1,414; \quad T_2 = 424 \text{ К}; \quad c_v \frac{n-k}{n-1} = -0,723 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)};$$

$$M = \frac{p_1 V_1}{R T_1} = 116 \text{ кг/ч.}$$

Расход охлаждающей воды

$$M = \frac{10400}{13 \cdot 4,19} = 190 \text{ кг/ч.}$$

Задача №6

Определить мощность идеального компрессора с изотермическим сжатием и часовое количество теплоты, передаваемое охлаждающей водой, если $p_1 = 101325 \text{ Па}$, а давление сжатого воздуха $p_2 = 0,4 \text{ МПа}$.

Расход всасываемого воздуха $500 \text{ м}^3/\text{ч}$.

Ответ: $N = 14,2 \text{ кВт}$; $Q = 69580 \text{ кДж/ч}$.

Задача №7

Компрессор всасывает $250 \text{ м}^3/\text{ч}$ воздуха при $p_1 = 0,09 \text{ МПа}$ и $t_1 = 25 \text{ }^\circ\text{C}$ и сжимает его до $p_2 = 0,8 \text{ МПа}$.

Какое количество воды нужно пропускать через рубашку компрессора за час, если сжатие происходит политропно с показателем $n = 1,2$ и температура воды повышается на $15 \text{ }^\circ\text{C}$?

Ответ: 390 л/ч.

Задача №8

Компрессор всасывает $120 \text{ м}^3/\text{ч}$ воздуха при $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$ и $t_1 = 27 \text{ }^\circ\text{C}$ и сжимает его до $p_2 = 1,2 \text{ МПа}$.

Определить температуру сжатого воздуха при выходе из компрессора, объем сжатого воздуха, работу и мощность, расходуемые на сжатие воздуха.

Расчет произвести для изотермического, адиабатного и политропного сжатия воздуха. Показатель политропы принять равным 1,3.

Ответ: а) $t_2 = t_1$; $V_2 = 10 \text{ м}^3/\text{ч}$; $L = 29,8 \text{ МДж/ч}$; $N = 8,3 \text{ кВт}$;

б) $t_2 = 339 \text{ }^\circ\text{C}$; $V_2 = 20,4 \text{ м}^3/\text{ч}$; $L = 43,4 \text{ МДж/ч}$; $N = 12 \text{ кВт}$;

в) $t_2 = 257 \text{ }^\circ\text{C}$; $V_2 = 17,7 \text{ м}^3/\text{ч}$; $L = 40,2 \text{ МДж/ч}$; $N = 11,2 \text{ кВт}$.

Практическое занятие №4**Циклы ДВС****Основные формулы**

Различают 3 основных вида циклов поршневого двигателей внутреннего сгорания:

Цикл с подводом теплоты при постоянном объеме – цикл Отто (см. рис. 24, 25),

Цикл с подводом теплоты при постоянном давлении – цикл Дизеля (см. рис. 27, 28),

Цикл со смешанным подводом теплоты – цикл Тринклера (см. рис. 29, 30).

Задача №1

Для цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом теплоты при $\nu = \text{const}$ определить параметры в характерных точках, полезную работу, количество подведённой и отведённой теплоты и термический КПД, если дано: $p_1 = 100 \text{ кПа}$, $t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 3,6$; $k = 1,4$; $\lambda = 3,33$. Рабочее тело-воздух. Теплоёмкость принять постоянной.

Решение

Расчет ведем для 1 кг воздуха.

Точка 1.

$$p_1 = 0,1 \text{ МПа}, t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Удельный объем определяем из уравнения состояния:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

Так как степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} = 3,6,$$

то

$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon} = 0,233 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температуру в конце адиабатного сжатия определится из соотношения

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = 489 \text{ К}.$$

Давление в конце адиабатного сжатия

$$p_2 = \frac{RT_1}{v_2} = 0,6 \text{ МПа.}$$

Точка 3.

Удельный объем $v_3 = v_2 = 0,233 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Из соотношения параметров в изохорном процессе (линия 2-3 рис. 24, 25) получаем

$$\frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2} = \lambda = 3,33.$$

Следовательно,

$$p_3 = \lambda p_2 = 2 \text{ МПа,}$$

$$T_3 = \lambda T_2 = 1628 \text{ К.}$$

Точка 4.

Удельный объем $v_4 = v_1 = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Температура в конце адиабатного расширения

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = 976 \text{ К.}$$

Давление в конце адиабатного расширения определяем из соотношения параметров в изохорном процессе (линия 4-1 см. рис. 24, 25):

$$p_4 = p_1 \frac{T_4}{T_1} = 0,33 \text{ МПа.}$$

Количество подведенной и отведенной теплоты

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2) = 825 \text{ кДж/кг;}$$

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1) = 495 \text{ кДж/кг;}$$

Термический КПД цикла находим по формуле

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 0,4$$

или, по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 0,4.$$

Работа цикла

$$l = q_1 - q_2 = 330 \text{ кДж/кг.}$$

Задача №2

Для цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом теплоты при $v = \text{const}$ определить параметры в характерных точках, полезную работу, количество подведённой и отведённой теплоты и термический КПД, если дано: $p_1 = 0,1 \text{ кПа}$, $t_1 = 100 \text{ }^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 6$; $k = 1,4$; $\lambda = 1,6$. Рабочее тело-воздух. Теплоёмкость принять постоянной.

Ответ: $v_1 = 1,07 \text{ м}^3/\text{кг}$, $v_2 = 0,178 \text{ м}^3/\text{кг}$, $T_2 = 761 \text{ К}$, $T_3 = 1217 \text{ К}$,
 $T_4 = 597 \text{ К}$, $p_3 = 1,96 \text{ МПа}$, $p_4 = 0,156 \text{ МПа}$, $q_1 = 329,7 \text{ кДж/кг}$,
 $q_2 = 162 \text{ кДж/кг}$, $\eta_t = 0,51$, $l = 167,7 \text{ кДж/кг}$.

Задача №3

Для цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом теплоты при $p = \text{const}$ определить параметры в характерных точках, полезную работу, количество подведённой и отведённой теплоты и термический КПД, если дано: $p_1 = 100 \text{ кПа}$, $t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 12,7$; $k = 1,4$; $\rho = 2$. Рабочее тело-воздух. Теплоёмкость принять постоянной.

Решение

Расчет ведем для 1 кг воздуха.

Точка 1.

$$p_1 = 0,1 \text{ МПа}, t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Удельный объем определяем из уравнения состояния:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

Так как степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} = 12,7,$$

то

$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon} = 0,0661 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температуру в конце адиабатного сжатия определится из соотношения

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = 809 \text{ К}.$$

Давление в конце адиабатного сжатия

$$p_2 = \frac{RT_2}{v_2} = 3,51 \text{ МПа}.$$

Точка 3.

Из соотношения параметров в изобарном процессе (линия 2-3 рис. 27, 28) получаем

$$\frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2} = \rho = 2.$$

Следовательно,

$$v_3 = \rho v_2 = 0,1322 \text{ м}^3/\text{кг}, \quad T_3 = \rho T_2 = 1618 \text{ К}.$$

Точка 4.

Удельный объем $v_4 = v_1 = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Давление в конце адиабатного расширения

$$\frac{p_3}{p_4} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^k ;$$

$$p_4 = 0,264 \text{ МПа.}$$

Температуру в конце адиабатного расширения определяем из соотношения параметров в изохорном процессе (линия 4-1 рис. 27, 28):

$$T_4 = T_1 \frac{p_4}{p_1} = 773 \text{ К.}$$

Количество подведенной и отведенной теплоты

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2) = 818 \text{ кДж/кг}; \quad q_2 = c_v (T_4 - T_1) = 347 \text{ кДж/кг};$$

Термический КПД цикла находим по формуле

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 0,576.$$

Работа цикла

$$l = q_1 - q_2 = 471 \text{ кДж/кг.}$$

Задача №4

Рабочее тело поршневого двигателя внутреннего сгорания со смешанным подводом теплоты обладает свойствами воздуха. Известны начальные параметры $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$, $t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ и следующие характеристики цикла; $\varepsilon = 3,5$, $\lambda = 4,0$ и $\rho = 1,2$. Определить параметры в характерных для цикла точках, количество подведённой теплоты, полезную работу и термический КПД цикла. Рабочее тело - воздух. Теплоёмкость считать постоянной.

Решение

Расчет ведем для 1 кг воздуха.

Точка 1.

$$p_1 = 0,1 \text{ МПа}, t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Удельный объем определяем из уравнения состояния:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Точка 2.

Так как степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} = 3,5,$$

то

$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon} = 0,24 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Температуру в конце адиабатного сжатия определится из соотношения

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = 484 \text{ К}.$$

Давление в конце адиабатного сжатия

$$p_2 = \frac{RT_2}{v_2} = 0,578 \text{ МПа}.$$

Точка 5.

Удельный объем $v_5 = v_2 = 0,24 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Из соотношения параметров в изохорном процессе (линия 2-5 рис. 29, 30) получаем

$$\frac{p_5}{p_2} = \frac{T_5}{T_2} = \lambda = 4.$$

Следовательно,

$$p_5 = \lambda p_2 = 2,3 \text{ МПа},$$

$$T_5 = \lambda T_2 = 1936 \text{ К}.$$

Точка 3.

Давление $p_3 = p_5 = 2,3 \text{ МПа}$.

Из соотношения параметров в изобарном процессе (линия 5-3 рис. 29, 30) получаем

$$\frac{v_3}{v_5} = \frac{T_3}{T_5} = \rho = 1,2.$$

Следовательно,

$$v_3 = \rho v_5 = 0,288 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$T_3 = \rho T_5 = 2323,2 \text{ К}.$$

Точка 4.

Удельный объем $v_4 = v_1 = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Температура в конце адиабатного расширения

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^{k-1} = 1514 \text{ К}.$$

Давление в конце адиабатного расширения определяем из соотношения параметров в изохорном процессе (линия 4-1 рис. 29, 30):

$$p_4 = p_1 \frac{T_4}{T_1} = 0,517 \text{ МПа}.$$

Количество подведенной и отведенной теплоты

$$q_1 = q_1' + q_1'' = c_v (T_5 - T_2) + c_p (T_3 - T_5) = 1440,6 \text{ кДж/кг};$$

$$q_2 = c_v (T_4 - T_1) = 882,783 \text{ кДж/кг}.$$

Термический КПД цикла находим по формуле

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 0,39.$$

Работа цикла

$$l = q_1 - q_2 = 557,817 \text{ кДж/кг.}$$

Задача №5

Для цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом теплоты при $p = \text{const}$ определить параметры в характерных точках, полезную работу, количество подведённой и отведённой теплоты и термический КПД, если дано: $p_1 = 100 \text{ кПа}$, $t_1 = 70 \text{ }^\circ\text{C}$; $\varepsilon = 12$; $k = 1,4$; $\rho = 1,67$. Рабочее тело-воздух. Теплоёмкость принять постоянной.

Ответ: $v_1 = 0,98 \text{ м}^3/\text{кг}$, $v_2 = 0,082 \text{ м}^3/\text{кг}$, $v_3 = 0,14 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_2 = 3,24 \text{ МПа}$,
 $p_4 = 0,2 \text{ МПа}$, $q_1 = 627 \text{ кДж/кг}$, $q_2 = 255 \text{ кДж/кг}$, $\eta_t = 0,593$,
 $l = 372 \text{ кДж/кг}$.

Задача №6

Рабочее тело поршневого двигателя внутреннего сгорания со смешанным подводом теплоты обладает свойствами воздуха. Известны начальные параметры $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$, $t_1 = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ и следующие характеристики цикла: $\varepsilon = 7$; $\lambda = 2$; $\rho = 1,2$. Определите параметры в характерных для цикла точках, количество подведённой теплоты, полезную работу и термический КПД цикла. Рабочее тело – воздух. Теплоемкость считать постоянной.

Ответ: $v_1 = 0,87 \text{ м}^3/\text{кг}$, $v_2 = 0,124 \text{ м}^3/\text{кг}$, $v_4 = 0,149 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_2 = 1,52 \text{ МПа}$,
 $p_3 = 3,05 \text{ МПа}$, $p_5 = 0,26 \text{ МПа}$, $t_2 = 387 \text{ }^\circ\text{C}$, $t_3 = 1047 \text{ }^\circ\text{C}$,
 $t_4 = 1311 \text{ }^\circ\text{C}$, $t_5 = 511 \text{ }^\circ\text{C}$, $q_1 = 744,2 \text{ кДж/кг}$, $q_2 = 348,2 \text{ кДж/кг}$,
 $\eta_t = 0,532$, $l = 396 \text{ кДж/кг}$.

Задача №7

Построить график зависимости термического КПД цикла ДВС с подводом теплоты при $p = \text{const}$ от степени предварительного расширения для значений его от 1,5 до 3,5 при $\varepsilon = 16$ и $k = 1,4$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кудинов В.А. Техническая термодинамика: Учеб. пособие для Втузов / Кудинов В.А., Карташов Э.М. – 2-е изд., перераб. – М.: Высшая школа, 2001. – 261 с.
2. Луканин В.Н. Теплотехника: Учебник для вузов / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер и др.; под ред. В.Н. Луканин. – 3-е изд., испр. – М.: Высшая школа, 2002. – 671 с.
3. Мухачев Г.А. Термодинамика и теплопередача: Учебник для вузов / Г.А. Мухачев, В.К. Щукин. – 3-е изд., перераб. – М.: Высшая школа, 1991.– 480с.
4. Кириллин В.А. Техническая термодинамика: Учебник для вузов / В.А. Кириллин. – 2-е изд. – М.: Энергия, 1974. – 448 с.
5. Лукашин В.Н. Двигатели внутреннего сгорания. Книга 1. Теория рабочих процессов / В.Н. Лукашин. – 2-е издание. – М.: Высшая школа, 2005. – 182 с.
6. Александров А.А. Термодинамические основы циклов теплоэнергетических установок. – М: Изд. МЭИ, 2005. – 158 с.
7. Рабинович О.М. Сборник задач по технической термодинамике. – М.: Машиностроение, 1973. – 344 с.
8. Адрианова Т.Н. Сборник задач по технической термодинамике: Учеб. пособие / Т.Н. Андрианова, Б.В. Дзампов, В.Н. Зубарев, С.А. Ремизов, Н.Я. Филатов. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Издательство МЭИ, 2001. – 356 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. ПРЕДМЕТ ТЕРМОДИНАМИКИ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ.	4
1.1. Предмет термодинамики.	4
1.2. Основные параметры состояния тела.	5
1.3. Понятие о термодинамическом процессе.	7
1.4. Гомогенные и гетерогенные термодинамические системы.	8
1.5. Термодинамическое равновесие	8
2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ СИСТЕМА И ЕЕ СОСТОЯНИЕ.	9
2.1. Термические уравнение состояния идеального газа	9
2.2. Газовые смеси. Закон Дальтона	11
2.3. Массовая доля.	12
2.4. Молярная доля.	12
2.5. Объемная доля.	13
2.6. Связь между долями.	14
3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ.	16
3.1. Энергия.	16
3.2. Работа и теплота.	17
3.3. Энтальпия.	18
3.4. Теплоемкость.	19
3.5. Теплоемкость газовой смеси.	21
4. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.	21
4.1. Уравнение первого закона термодинамики для закрытой систем.	21
4.2. Уравнение первого закона термодинамики для потока	22
5. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ.	26
5.1. Равновесные термодинамические процессы и их обратимость.	26
5.2. Изотермический процесс.	28
5.3. Изохорный процесс.	28
5.4. Изобарный процесс.	29
5.5. Адиабатный процесс.	30
5.6. Политропный процесс.	30
5.7. Зависимость между параметрами в политропном процессе.	31

5.8. Работа, внутренняя энергия и теплота политропного процесса.	31
5.9. Исследование политропного процесса	32
6. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.	34
6.1. Положение второго закона термодинамики. Циклы прямые и обратные.	34
6.2. Цикл Карно. Теорема Карно.	34
6.3. Энтропия, термодинамическое тождество.	36
6.4. Изменение энтропии в процессах.	37
6.5. Изображение на Ts -диаграмме основных процессов	38
6.6. Цикл Карно на Ts - диаграмме.	40
7. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ И ПАРЫ.	40
7.1. Понятие о фазовом переходе.	40
7.2. Реальный газ. Термодинамические свойства реальных газов.	42
7.3. Уравнение состояния реальных газов (уравнение Ван-дер-Ваальса)	44
7.4. Парообразование при постоянном давлении	46
7.5. Тройная точка. Фазовые переходы	48
7.6. Основные процессы изменения состояния водяного пара	49
8. Основные процессы в компрессорах.	52
8.1. Одноступенчатые компрессоры.	52
8.2. Работа и мощность на привод компрессора.	53
8.3. Действительный компрессор.	56
8.4. Многоступенчатый компрессор.	59
9. Циклы поршневых двигателей.	61
9.1. Цикл Отто.	63
9.2. Цикл Дизеля.	66
9.3. Цикл Тринклера.	69
10. Цикл газотурбинных установок.	71
10.1. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении.	71
10.2. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме.	73
10.3. Идеальный цикл ГТУ с регенерацией.	75
11. Циклы паротурбинных установок.	77
11.1. Цикл Карно для водяного пара.	77
11.2. Цикл Ренкина.	80

11.3. Цикл с промежуточным перегревом пара	85
11.4. Регенеративный цикл паротурбинной установки	87
11.5. Тепловой и энергетический баланс паротурбинной установки	92
12. Циклы холодильных установок.	107
12.1. Обратный цикл Карно.	108
12.2. Цикл воздушной холодильной установки (цикл Лоренца)	109
12.3. Цикл паровой компрессорной холодильной установки . .	112
13. Основы теплофикации.	116
13.1. Цикл теплофикационной парогазовой установки	117
13.2. Тепловой насос и теплофикация.	119
13.3. Область применения тепловых насосов в системе теплофикации	120
Практическое занятие №1. Первый закон термодинамики	122
Практическое занятие №2. Второй закон термодинамики. Цикл Карно.	125
Практическое занятие №3. Компрессоры	131
Практическое занятие №4. Циклы ДВС	135
Библиографический список.	144

Учебное издание

**Попкова Оксана Сергеевна,
Шинкевич Татьяна Олеговна**

ТЕРМОДИНАМИКА

УЧЕБНО–МЕТОДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Для студентов заочной формы обучения

Кафедра теоретических основ теплотехники КГЭУ

Редактор издательского отдела *О.В. Ханжина*
Компьютерная верстка *О.В. Ханжина*

Подписано в печать 21.09.09.

Формат 60×84/16. Бумага ВХИ. Гарнитура «Times». Вид печати РОМ.

Усл. печ. л. 8,72. Уч.-изд. л. 9,68. Тираж 500 экз. Заказ № 3563.

Издательство КГЭУ, 420066, Казань, Красносельская, 51
Типография КГЭУ, 420066, Казань, Красносельская, 51