

**Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
Казанский национальный исследовательский технологический университет
Бугульминский филиал**

**ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА
КУРС ЛЕКЦИЙ**

Учебное пособие

**Бугульма
2017**

УДК 621
ББК 30.11
М 64

Рецензенты:

кандидат технических наук, заведующий лабораторией техники и технологии глубокой очистки воды ООО «НТЦ Татнефть» Е.С. Буслаев
кандидат технических наук, доцент кафедры ХТОМ БФ ФГБОУ ВО «КНИТУ»
М.И. Старшов

Мутугуллина И.А.

Техническая термодинамика. Курс лекций: учебное пособие / И.А. Мутугуллина. – Бугульма:, 2017. – 127 с.

Составлены в соответствии с федеральным государственным образовательным стандартом высшего образования по направлению 15.03.02 «Технологические машины и оборудование».

В данном пособии рассмотрены основные понятия технической термодинамики. Приведены формулировки и уравнения первого и второго законов термодинамики. Рассмотрены основные термодинамические процессы. Особое внимание уделено изображению основных процессов и идеального газа на T-s диаграмме. Дано описание термодинамических и холодильных циклов тепловых машин. Рассмотрены термодинамические процессы в реальных газах и парах. Дан термодинамический анализ процессов в компрессорах. Приведены циклы реальных тепловых и холодильных машин. Рассмотрены эксергетический баланс и эксергетический КПД.

Учебное пособие предназначено для студентов всех форм обучения технических специальностей, изучающих дисциплину «Техническая термодинамика».

Печатаются по решению методической комиссии Бугульминского филиала

© Мутугуллина И.А.

ВВЕДЕНИЕ

Термодинамика – это теория макроскопических процессов, сопровождающихся превращениями энергии, т.е. это наука о преобразовании энергии. Она не ограничивается изучением или анализом каких-либо отдельных видов энергии, как, например, механика, которая изучает лишь энергию механического движения. Термодинамика рассматривает все виды энергии и всевозможные её превращения и базируется на двух законах – двух началах. Это законы опытные. Они утверждают, что нельзя построить вечный двигатель первого и второго рода. Вечный двигатель первого рода - это двигатель, который производил бы энергию из ничего.

Таким образом, первый закон является частной формой всеобщего закона природы – закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым процессам. Двигатель второго рода – это двигатель, который мог бы работать при наличии только одного источника энергии. Чтобы превратить теплоту в работу, нужно иметь не менее двух источников теплоты. Второе начало термодинамики показывает направление протекающих в природе процессов.

Исторически термодинамика возникла в результате анализа процессов превращения теплоты в работу в паровых машинах. Во второй половине XVIII в. появились первые паровые машины – двигатели, в которых механическая энергия получается за счёт теплоты, выделяющейся при сгорании топлива. Затем появились двигатели внутреннего сгорания, в которых сгорание топлива происходит внутри цилиндра машины, и позднее – паровые турбины (конец XIX, начало XX в.). В последние годы получили развитие газовые турбины и реактивные двигатели. Появление тепловых двигателей позволило широко использовать громадные природные энергетические ресурсы (уголь, торф, нефть, сланцы, газ) для получения механической энергии.

Термодинамика - наука феноменологическая, она рассматривает вещество как сплошную среду и использует для его исследования макропараметры, такие, как давление, удельный объем, температура, которые определяются путем прямого измерения.

Термодинамика не использует каких-либо гипотез или теорий о микроскопическом строении вещества, поэтому её методы не зависят от новых открытий микрофизики.

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.

ЛЕКЦИЯ 1

Тема: Предмет технической термодинамики и ее методы

Вопросы:

1. Предмет термодинамики
2. Основные параметры состояния тела
3. Понятие о термодинамическом процессе
4. Гомогенные и гетерогенные термодинамические системы
5. Термодинамическое равновесие

1.1. Предмет термодинамики

Термодинамика наука о превращениях различных видов энергии из одного 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.

Слово «термодинамика» происходит от греч. «therme» – тепло и «dynamis» – сила. Название науки возникло в период ее основания – в начале XIX в. В настоящее время слово «термодинамика» трактуют так: наука «о силах, связанных с теплотой».

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.

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 – параметрами: давлением, удельным объемом и температурой.

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

$$p = F/s \quad (1.1)$$

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

$$p = p_{бар} + p_{ман}, \quad (1.2)$$

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

$$p = p_{бар} - p_{вак}. \quad (1.3)$$

Согласно выводам молекулярно-кинетической теории, давление газа (пара, капельной жидкости) является результатом ударов в стенку сосуда хаотически и непрерывно движущихся молекул.

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:

$$v = V/m . \quad (1.4)$$

Единица СИ удельного объема - м³/кг.

Плотностью называется количество вещества, заключенное в единице объема:

$$\rho = m/V . \quad (1.5)$$

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. Для измерения температуры используют свойство тел (термометрических веществ) изменять некоторые свои характеристики при нагревании (охлаждении). Измеряют температуру термометром, для него строят температурную шкалу. Единицу температуры устанавливают по двум тепловым состояниям (реперным точкам) какого-либо вещества. При создании стоградусной шкалы температуры (шкалы Цельсия) в качестве реперных точек были приняты состояние тройной точки и состояние кипения воды. Интервал между температурами этих состояний разделен на сто равных частей (градусов Цельсия).

Идеальный газ представляется наилучшим термометрическим веществом, так как имеет простую связь между характеристиками его свойств и ряд других достоинств (высокую чувствительность к воздействию теплоты, постоянство свойств и др.). Путем использования (мысленного) идеального газа в качестве термометрического вещества построена идеально-газовая шкала температуры. Для построения стоградусной шкалы можно использовать идеальный газ, приняв за термометрическое свойство, например, объем V . Если в такой идеально-газовой стоградусной шкале за начало отсчета температуры принять состояние, в котором объем V становится равным нулю, то получим шкалу идеально-газовой абсолютной температуры (шкалу Кельвина). Температура тройной точки воды по шкале Цельсия равна 0°C, а по шкале Кельвина 273,15°C; связь между температурами по шкале Кельвина (T , К) и Цельсия (t , °C) имеет вид

$$T = 273,15 + t . \quad (1.6)$$

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 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 область в гетерогенной системе называется фазой. 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.

ЛЕКЦИЯ 2

Тема: Термодинамическая система и ее состояние

Вопросы:

1. Термические уравнение состояния идеального газа

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), так как 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:

$$f(p, v, T) = 0. \quad (2.1)$$

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

$$\frac{pv}{T} = \text{const} . \quad (2.2)$$

Обозначая константу через R , уравнение (2.2) представим в виде

$$pv = RT . \quad (2.3)$$

Уравнение (2.3) называется уравнением Клапейрона и представляет собой уравнение состояния идеального газа, записанное для массы газа 1 кг.

В системе координат p , v , T уравнение (2.3) представляет собой гиперболический параболоид, причем плоскости $T = \text{const}$ пересекают поверхность его по равнобоким гиперболам, а плоскости $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ - по прямым линиям.

Через R в уравнении (2.3) обозначена так называемая **удельная газовая постоянная**, отнесенная к массе газа, равной 1 кг.

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

Газ, точно подчиняющийся уравнению (2.3), называется в термодинамике **идеальным газом**.

Реальный газ по своим свойствам тем ближе к идеальному, чем ниже плотность газа.

Уравнение (2.3) может быть выведено методами кинетической теории газов, если предположить, что молекулы газа представляют собой материальные точки, а взаимное притяжение между молекулами отсутствует.

Таким образом, представление об идеальном газе основано на том, что:

– идеальный газ строго подчиняется уравнению Клапейрона (основное определение идеального газа);

– идеальный газ – это предельное состояние реального газа при $p \rightarrow \infty$;

– идеальный газ – это газ, молекулы которого рассматриваются как материальные точки, взаимодействие которых между собой ограничено соударениями.

Реальный газ тем больше отличается от идеального газа, чем выше плотность. С молекулярно-кинетической точки зрения «неидеальность» газа

обусловлена наличием у молекул собственного объема и существованием имеющегося весьма сложный характер межмолекулярного взаимодействия.

Введение понятия идеального газа обусловлено тем, что

– на практике очень часто приходится иметь дело с газами при невысоких давлениях, и с вполне приемлемой точностью технические расчеты разного рода газовых процессов при этих давлениях можно выполнить, используя уравнение состояния идеального газа;

– понятие об идеальном газе и законы идеального газа оказываются полезными в качестве предела законов реального газа.

Это важно с методической и практической точек зрения.

Умножим обе части уравнения (2.3) на массу

$$pvm = mRT ,$$

$$pV = mRT .$$

Умножим и разделим правую часть на молярную массу

$$pV = \frac{m}{\mu} \mu RT .$$

Обозначим $\mu R = R_{\mu}$ - универсальная газовая постоянная [Дж / моль · К].

Тогда

$$pV = \frac{m}{\mu} R_{\mu} T . \quad (2.4)$$

Это уравнение называется уравнением Клапейрона-Менделеева.

Рассмотрим два равных объема V двух разных идеальных газов, которые обозначим I и II. Предположим, что в первом объеме, заполненном газом I, содержится N_I молекул этого газа при давлении p_I и температуре T_I , масса одной молекулы газа I равна m_I . Соответственно во втором объеме, заполненном газом II, число молекул равно N_{II} давление в объеме равно p_{II} , температура T_{II} , а масса одной молекулы газа II равна m_{II} . Допустим теперь, что давления и температура газов в обоих объемах одинаковы.

А.Авогадро в 1811 г. выдвинул положение, известное теперь под названием **закона Авогадро**: в равных объемах разных идеальных газов, находящихся при одинаковых температурах и одинаковых давлениях, заключено равное число молекул.

Из закона Авогадро вытекает важное следствие. Очевидно, что масса газа I в первом объеме может быть определена следующим образом:

$$G_I = N_I m_I ,$$

а масса газа II во втором объеме

$$G_{II} = N_{II} m_{II} ;$$

отсюда

$$\frac{G_I}{G_{II}} = \frac{N_I m_I}{N_{II} m_{II}} .$$

Понятно, что отношение масс молекул m_I/m_{II} равно отношению молекулярных масс этих газов μ_I/μ_{II} . В соответствии с законом Авогадро $N_I = N_{II}$, и, таким образом, следует, что

$$\frac{G_I}{G_{II}} = \frac{\mu_I}{\mu_{II}},$$

т.е. отношение массовых количеств разных идеальных газов, заключенных в равных объемах и находящихся при равных давлениях и температурах, равно отношению молекулярных масс этих газов.

Второе следствие из закона Авогадро: массовые количества разных находящихся при одинаковых температурах и давлениях газов, относящихся между собой как молекулярные массы, имеют одинаковые объемы. На этом основании можно заключить, что объемы молей разных газов, взятых при одинаковых давлениях и температурах, равны между собой.

Если v – удельный объем газа, а μ – молекулярная масса, то объем моля (так называемый молярный объем) равен μv . Итак, для различных идеальных газов при равных температурах и давлениях

$$\mu v = \text{const}.$$

В соответствии с законом Авогадро очевидно, что киломоль любого идеального газа содержит одно и то же число молекул. Это число называется числом Авогадро. Экспериментальным путем установлено численное значение: $N_\mu = 6,022169 \cdot 10^{26} \text{ моль}^{-1}$. $N_\mu = 6,022169 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1}$

Если умножить обе части уравнения (2.3) на молярную массу, то

$$\begin{aligned} p v \mu &= \mu R T, \\ p V_\mu &= R_\mu T, \end{aligned}$$

где $V_\mu = \mu v$ - молярный объем газа. Из этого уравнения универсальная газовая постоянная

$$R_\mu = \frac{p V_\mu}{T} \quad (2.5)$$

На основании закона Авогадро при одинаковых давлении и температуре различные газы имеют одинаковый молярный объем. Следовательно, величина R_μ имеет одинаковое постоянное значение для всех газов.

Из физики известно, что при нормальных физических условиях ($T = 273,15 \text{ К}$, $p = 101325 \text{ Па}$) молярный объем любого газа одинаковый для всех идеальных газов, при нормальных условиях равен $V_\mu = 22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$. Подставляя значение температуры, молярного объема и давления в уравнение, находим универсальную газовую постоянную:

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

ЛЕКЦИЯ 3

Тема: Смеси газов

Вопросы:

1. Газовые смеси. Закон Дальтона
2. Массовая доля
3. Молярная доля
4. Объемная доля
5. Связь между долями

3.1. Газовые смеси. Закон Дальтона

В практике чаще приходится встречаться не с чистыми газами, а с их механическими смесями; одной из самых важных смесей является воздух, представляющей собой смесь азота и кислорода, с небольшой примесью аргона, углекислоты и водяного пара. Большое значение имеют такие газовые смеси, как природный газ (метан и другие углеводороды), продукты сгорания топлив (диоксид углерода, азот, водяной пар и т.п.).

Для проведения расчетов с газовыми смесями необходимо установить параметры, характеризующие их состояние. Пусть имеется смесь из n идеальных газов. Температура газовой смеси $T_{см}$, давление ее $p_{см}$, объем $V_{см}$; 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.

$$\sum p_i = p_{см}. \quad (3.1)$$

Масса газовой смеси равна сумме масс компонентов:

$$\sum m = m_{см}$$

Качественный состав газовой смеси может быть оценен различными способами.

3.2. 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:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{см}}}. \quad (3.2)$$

Ясно, что $\sum g_i = \sum \frac{m_i}{m_{\text{см}}} = 1$.

3.3. Молярная доля

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

$$v_i = \frac{m_i}{\mu_i}. \quad (3.3)$$

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.

$$\mu_{\text{см}} = \frac{m_{\text{см}}}{v_{\text{см}}},$$

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 $R_{\text{см}}$.

3.4. 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):

$$\sum V_i = V. \quad (3.4)$$

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

$$V_i = V_\mu \nu_i,$$

а для всей смеси

$$V_{\text{см}} = V_\mu \cdot \nu_{\text{см}}.$$

Из этих уравнений находим

$$\frac{V_i}{V_{\text{см}}} = \frac{\nu_i}{\nu_{\text{см}}}.$$

Следовательно, молярные доли численно равны объемным:

$$y_i = r_i.$$

3.5. Связь между долями

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

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{см}}},$$

$$g_i = \frac{\rho_i V_i}{\sum \rho_i V_i},$$

а после деления числителя и знаменателя на объем смеси $V_{\text{см}}$ получим

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

Так как $\rho_i = \frac{\mu_i}{(\mu_i \nu_i)}$, то

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

По аналогии с предыдущими выкладками

$$r_i = \frac{g_i/\rho_i}{\sum g_i/\rho_i} = \frac{g_i/\mu_i}{\sum g_i/\mu_i}. \quad (3.5)$$

Молярная масса смеси может быть вычислена по объемному составу смеси. Для i -го газа можно его массу вычислить по зависимости $m_i = \mu_i v_i$, а для всей смеси $m_{см} = \mu_{см} \cdot v_{см}$, или, разделив уравнение на v ,

$$\mu_{см} = \sum \mu_i \frac{v_i}{v_{см}}, \text{ а так как } \frac{v_i}{v_{см}} = r_i, \text{ то}$$

$$\mu_{см} = \sum \mu_i r_i.$$

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

$$p_i V_{см} = m_i R_i T_{см}.$$

Следовательно,

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

Суммируя парциальные давления компонентов, находим давление смеси:

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

Но, с другой стороны, для смеси можно написать уравнение состояния $p_{см} V_{см} = m_{см} \cdot R_{см} \cdot T_{см}$.

Из последних уравнений находим значение газовой постоянной смеси:

$$R_{см} = \sum \left(\frac{m_i}{m_{см}} \right) R_i = \sum g_i R_i. \quad (3.7)$$

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

$$R_i = \frac{R \mu}{\mu_{см}}. \quad (3.8)$$

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

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

ЛЕКЦИЯ 4

Тема: Теплота и работа как формы передачи энергии

Вопросы:

1. Энергия
2. Работа и теплота
3. Энтальпия

4.1. Энергия

Неотъемлемым свойством материи является движение. Мерой движения материи является энергия. Поэтому увеличение или уменьшение энергии системы означает изменение в ней движения в количественном и качественном отношении. Следовательно, энергия как мера движения всегда проявляется в качественно своеобразном виде, соответствующем данной форме движения, а количественно же она отражает единство всех форм движения, их взаимную превращаемость и неразрушимость движения как свойства материи.

Из этого положения следует закон эквивалентных превращений энергии и закон сохранения и превращения энергии.

Принцип эквивалентности можно сформулировать следующим образом. Если различные виды энергии взяты в таких количествах, что они вызовут одно и то же изменение состояния данной закрытой системы, то они эквивалентны. Количественные соотношения между различными видами энергии носят название эквивалентов.

В термодинамике полная энергия системы

$$E = E_k + E_n + U, \quad (4.1)$$

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.

Не разделяя внутреннюю энергию системы на эти составляющие, можно говорить о том, что внутренняя энергия является функцией внутренних параметров состояния: температуры, давления, состава системы и однозначно определяет состояние системы, т.е. 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: $E = U$.

Внутренняя энергия идеального газа не зависит от объема, т.е.

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = 0,$$

или, что то же самое,

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0.$$

Этот закон носит название закона Джоуля. Он вскрывает новое свойство идеального газа, не вытекающее из ранее определенных его свойств.

Если давление газа не меняется, а его температура и внутренняя энергия остаются неизменными, то можно записать для идеального газа

$$\left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_T = 0$$

и

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = 0.$$

Следует заметить, что последнее соотношение не содержит новых данных о свойствах идеального газа.

С учетом приведенных соотношений получаем для идеального газа

$$du = c_v dT,$$

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

Внутренняя энергия реального газа зависит не только от температуры, но и от объема и

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \neq 0.$$

4.2. Работа и теплота

Изменение количества энергии в теле (системе) может произойти только в том случае, если оно вступит во взаимодействие с другими телами, передавая им часть своей энергии или воспринимая от них часть их энергии. Таким образом, 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 .

При механическом взаимодействии системы и окружающей среды тело, находящееся под более высоким давлением, оказывает силовое воздействие на тело с более низким давлением. Это силовое воздействие внешне проявляется в виде совершения работы одного тела над другим и представляет собой передачу части энергии первого тела второму до наступления равновесия, т.е. до выравнивания давлений.

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

$$dL = pdV . \quad (4.2)$$

Для конечного квазистатического процесса

$$L = \int_1^2 pdV ,$$

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:

$$dQ = mc dt , \quad (4.3)$$

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.

4.3. Энтальпия

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

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

$$H = U + pV . \quad (4.4)$$

Таким образом, энтальпия в данном состоянии представляет собой сумму внутренней энергии тела и работы, которую необходимо затратить, чтобы тело

объемом V ввести в окружающую среду, имеющую давление p и находящуюся с телом в равновесном состоянии.

Энтальпия системы аналогично внутренней энергии имеет вполне определенное значение для каждого состояния, т.е. является функцией состояния.

Следовательно, в процессе изменения состояния

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

Для идеального газа

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = 0,$$

Т.е. энтальпия идеального газа не зависит от давления.

Аналогичным образом

$$\left(\frac{\partial h}{\partial v}\right)_T = 0.$$

Эти соотношения могут быть записаны и для всей системы в целом

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = 0$$

и

$$\left(\frac{\partial H}{\partial v}\right)_T = 0.$$

Из этих соотношений следует, что энтальпия идеального газа, так же как и внутренняя энергия идеального газа, зависит только от температуры и

$$dh = c_p dT. \quad (4.5)$$

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

ЛЕКЦИЯ 5

Тема: Теплоемкость газов

Вопросы:

1. Теплоемкость
2. Зависимость теплоемкости от температуры
3. Теплоемкость газовой смеси

5.1. Теплоемкость

Нахождение количества теплоты в процессах при определенной разности температур является одним из наиболее ответственных теплотехнических

расчетов, в которых нужны точные значения теплоемкостей, представляющих удельные калорические величины.

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

$$C = \frac{dQ}{dT}, \quad (5.1)$$

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

Различают:

Удельную (массовую) теплоемкость c , [Дж/кг · К],

Молярную теплоемкость \tilde{c} , [Дж/моль · К],

Объемную теплоемкость c' , [Дж/м³ · 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:

$$c = \frac{\tilde{c}}{\mu}. \quad (5.2)$$

Объем 1 кмоль любого газа при нормальных физических условиях составляет 22,4 м³, 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:

$$c_x = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_x \quad (5.3)$$

(индекс x при частной производной означает, что процесс идет при одном постоянном значении величины x).

Следует оговориться, что рассматриваемые процессы теплообмена считаются квазистатическими, поэтому теплоемкость будет величиной, относящейся к телу в состоянии термодинамического равновесия, и теплоемкости являются функциями параметров тела.

Уравнение (5.3) определяет так называемые **истинные теплоемкости**, которые в термомеханической системе будут функциями термических параметров. Так, теплоемкость в процессе при постоянном объеме $x = v = \text{const}$, согласно уравнению (5.3),

$$c_v = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_v,$$

а теплоемкость в процессе, идущем при постоянном давлении $x = p = \text{const}$,

$$c_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p.$$

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

$$c_p - c_v = R \quad (5.4)$$

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:

$$c_m|_{t_1}^{t_2} = \frac{Q_{1-2}}{t_2 - t_1}. \quad (5.5)$$

Естественно, что истинная теплоемкость

$$c = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{Q_{1-2}}{\Delta t} = \frac{dQ}{dt}. \quad (5.6)$$

Следовательно, истинная теплоемкость соответствует бесконечно малому изменению температуры газа.

5.2. Зависимость теплоемкости от температуры

Опыты показывают, что при повышении температуры газа колебательные движения атомов в молекуле усиливаются, на что расходуется все большее и большее количество энергии. Следовательно, чем выше температура, тем

больше теплоты приходится расходовать для нагревания газа на один градус. Таким образом, теплоемкость газа не постоянная величина, а представляющая собой функцию температуры.

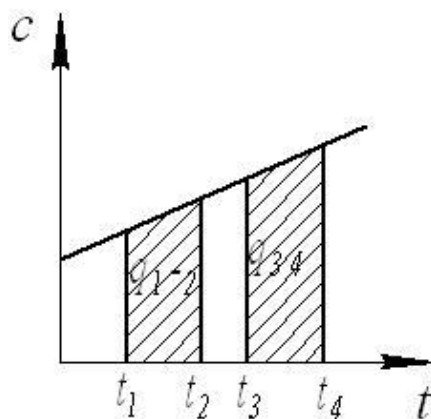
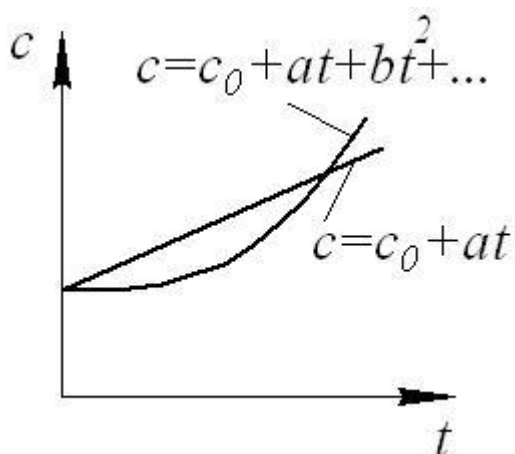
В общем случае теплоемкость для температуры t может быть представлена уравнением

$$c = c_0 + at + bt^2 + dt^3 + \dots,$$

где c_0 - теплоемкость при температуре 0°C , a , b , d - постоянные коэффициенты.

Так как коэффициенты b , d весьма малы и влияние их на значения членов формулы с температурой в степени выше первой весьма мало, то для технических расчетов часто принимают линейную зависимость теплоемкости от температуры и выражают ее формулой

$$c = c_0 + at.$$



В дальнейшем будем пользоваться только уравнением линейной зависимости теплоемкости от температуры.

Вследствие того что теплоемкость зависит от температуры, расход теплоты для одинакового повышения температуры меняется: чем выше начальная температура нагрева, тем больше количество теплоты надо израсходовать для одинакового повышения температуры. Заштрихованные площади трапеции численно равны количеству теплоты при нагреве газа от t_1 до t_2 и от t_3 до t_4 , причем разность $t_2 - t_1$ равна $t_4 - t_3$.

Если имеется формула для истинной теплоемкости, то по ней можно получить формулу для средней теплоемкости. Пусть имеем для истинной теплоемкости зависимость $c = c_0 + at$, требуется получить формулу средней теплоемкости в пределах от t_1 до t_2 . Для 1 кг газа

$$dq = c dt = (c_0 + at) dt = c_0 dt + a t dt.$$

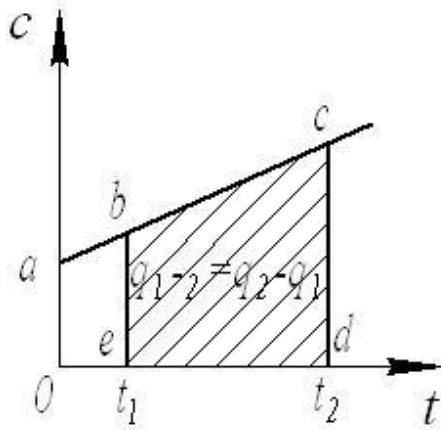
Интегрируя в пределах от t_1 до t_2 , получим

$$q_{1-2} = c_0 \int_1^2 dt + a \int_1^2 t dt,$$

или

$$q_{1-2} = c_0(t_2 - t_1) + a(t_2^2 - t_1^2)/2.$$

$$c|_{t_1}^{t_2} = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1} = c_0 + \frac{a}{2}(t_2 + t_1).$$



Площадь заштрихованной трапеции - количество теплоты при нагреве газа от t_1 до t_2 , т.е. q_{1-2} . Площадь трапеции $bcdeb$ проще всего определить как разность площадей трапеций $OacdO$ и $OabeO$, представляющих соответственно теплоту q_2 , расходуемую на нагрев газа от 0 до t_2 °С и

теплоту q_1 , расходуемую на нагрев того же газа от 0 до t_1 °С.

Таким образом, площадь трапеции $bcdeb$ численно равна количеству теплоты $q_2 - q_1$, необходимому для нагревания газа от t_1 до t_2 .

Так как $q_1 = c|_0^{t_1} t_1$ и $q_2 = c|_0^{t_2} t_2$, то количество теплоты, необходимое для нагревания газа от t_1 до t_2 ,

$$q_{1-2} = c|_0^{t_2} t_2 - c|_0^{t_1} t_1.$$

В этой формуле температуры t_1 и t_2 заданы, а теплоемкости $c|_0^{t_1}$ и $c|_0^{t_2}$ находятся по таблицам.

Средняя теплоемкость в пределах от t_1 до t_2 определяется так

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

5.3. 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 необходимо иметь формулы удельных теплоемкостей компонентов:

$$c_1 = c_{01} + a_1 t,$$

$$c_2 = c_{02} + a_2 t,$$

.....

Для 1 кг смеси массовые доли компонентов определяют их массу в смеси, следовательно,

$$c = g_1c_1 + g_2c_2 + \dots = \sum g_i c_i$$

или, подставляя формулы теплоемкости компонентов, можно получить

$$c = \sum g_i c_{0i} + \sum g_i a_i t.$$

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

$$c'_i = \rho_{0i} c_i = \rho_{0i} (c_{0i} + a_i t).$$

Следовательно,

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

или после подстановки формул теплоемкости

$$c' = \sum r_i \rho_{0i} c'_{0i} + \sum r_i \rho_{0i} a_i t.$$

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

ЛЕКЦИЯ 6

Тема: Первый закон термодинамики

Вопросы:

1. Формулировки первого закона термодинамики
2. Уравнение первого закона термодинамики для закрытой системы
3. Уравнение первого закона термодинамики для потока

6.1. Формулировки первого закона термодинамики

Во второй половине XVIII века была создана паровая машина, которая превращала тепловую энергию сгоревшего топлива в механическую. Изобретение паровой машины и наблюдение за различными процессами, связанными с выделением теплоты (трение, сверление стволов пушек), привлекли внимание ученых к тепловым явлениям и связи теплоты с механической энергией. Возник вопрос о природе теплоты. В XVIII веке появилась теория теплорода. Теплоту рассматривали как особое невесомое, неуничтожаемое и несоздаваемое вещество – теплород. Поэтому законы превращения энергии освещались неправильно. В дальнейшем теория теплорода была заменена корпускулярной теорией, согласно которой теплота представляла собой энергию вращательного движения корпускул (молекул).

Развивающаяся кинетическая теория вещества дала возможность объяснить закон сохранения и превращения энергии как переход одной формы движения в другую. Например, механическая энергия - это энергия движения больших тел (макротел), тепловая энергия – энергия неупорядоченного движения молекул (микротел). Переход теплоты в работу представляет собой

переход энергии неупорядоченно движущихся молекул (микротел) в энергию движения больших тел (макротел).

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым явлениям. Его можно сформулировать следующим образом: Во всех тех случаях, когда исчезает некоторое количество тепловой энергии, возникает вполне определенное количество механической энергии, и, наоборот, при совершении какой-либо работы появляется вполне определенное количество тепловой энергии.

$$Q = L$$

где Q – исчезнувшее количество тепловой энергии;

L – работа, совершенная за счёт возникшей механической энергии. (Q и L в одних и тех же единицах измерения энергии.)

Эта формула показывает эквивалентность теплоты и работы.

Существуют различные формулировки первого закона термодинамики:

- 1) невозможно ни возникновение, ни исчезновение энергии;
- 2) невозможно построить вечный двигатель первого рода, то есть двигатель, который совершает работу, не потребляя энергии (производит энергию из ничего);
- 3) любая форма движения способна и вынуждена при определенных для каждого случая условиях превращаться, прямо или косвенно, в любую другую форму движения.

6.2. 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.

Предположим, что преобразование энергии происходит в закрытой системе только в форме теплоты и механической работы, т.е. исключаются случаи возникновения при этом таких видов работ, как электрическая, химическая, световая и др. изменением потенциальной энергии, связанной с положением тела в пространстве, пренебрегаем, рабочее тело считаем неподвижным.

Пусть телу массой m сообщается некоторое количество теплоты dQ . Эта теплота меняет состояние тела (вызывает в нем изменение температуры и объема).

При этом изменится кинетическая энергия молекул, на что израсходуется часть подведенной теплоты - dE_k ; изменится потенциальная энергия, связанная с силами взаимодействия между молекулами - dE_p ; газ совершит работу против внешних сил, равную dL . Запишем дифференциальное уравнение баланса энергии

$$dQ = dE_k + dE_p + dL.$$

Рассмотрим это уравнение первого закона термодинамики. В этом уравнении изменение внутренней энергии тела

$$dU = dE_k + dE_p. \quad (6.1)$$

Элементарная деформационная работа газа

$$dL = pdV. \quad (6.2)$$

Уравнение первого закона термодинамики перепишем в виде

$$dQ = dU + dL = dU + pdV. \quad (6.3)$$

Для 1 кг рабочего тела это уравнение записывается так:

$$dq = du + dl,$$

или

$$dq = du + pdv,$$

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

Уравнение первого закона термодинамики можно представить в другом виде. Прибавим и отнимем в правой части уравнения член Vdp , тогда

$$dQ = dU + pdV + Vdp - Vdp = d(U + pV) - Vdp,$$

так как $U + pV = H$, то

$$dQ = dH - Vdp \quad (6.4)$$

или для 1 кг рабочего тела

$$dq = dh - vdp.$$

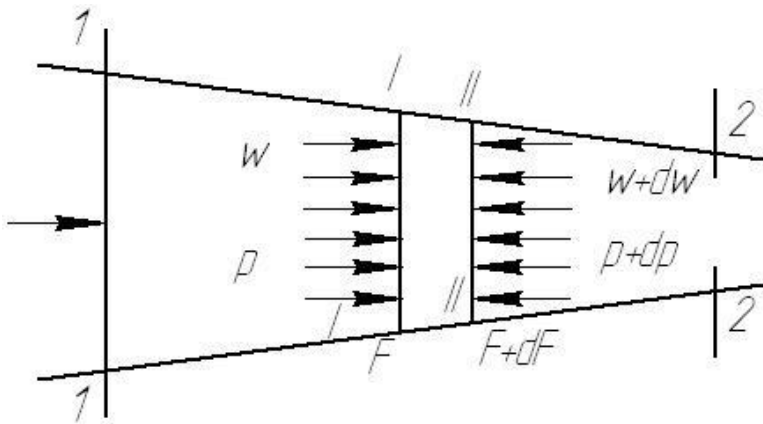
6.3. Уравнение первого закона термодинамики для потока

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.



Итак, рассмотрим поток в канале произвольной формы. Между сечениями 1-1 и 2-2 может быть подведено некоторое количество теплоты Q_{1-2} .

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

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

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.

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

$$dQ_{1-2} = dU + dL_{1-2} + \dot{m} \frac{dw^2}{2} + \dot{m} g dz. \quad (6.5)$$

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

$$dL_{1-2} = (p + dp)(s + ds)(w + dw) - psw. \quad (6.6)$$

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,

$$dq = dh + \frac{dw^2}{2}. \quad (6.7)$$

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_{mp} , учитывающим работу, расходуемую на преодоление сил трения, и q_{mp} , 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

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

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

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

$$-vdp = \frac{dw^2}{2}.$$

Приращение внешней кинетической энергии тела, равное $-\int_1^2 vdp$, называется **располагаемой работой**, которая может быть использована в машинах и превращена в другие виды энергии.

ЛЕКЦИЯ 7

Тема: Основные термодинамические процессы

Вопросы:

1. Равновесные термодинамические процессы и их обратимость
2. Изотермический процесс
3. Изохорный процесс
4. Изобарный процесс
5. Адиабатный процесс
6. Работа, внутренняя энергия и теплота изотермического, изобарного, изохорного и адиабатного процессов

7.1. Равновесные термодинамические процессы и их обратимость

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. Чем сильнее нарушается

равновесие, тем быстрее в общем случае проходит процесс и тем более резко будет нарушаться состояние покоя газа: в газе возникают конвекционные токи, вызывают разность температур в массе газа, и вихревые движения, вызываемые разностью давлений. Для газа, находящегося в таком неустойчивом состоянии, уравнение состояния не может быть применено до тех пор, пока газ не придет в состояние равновесия. Для того чтобы во время изменения состояния газа уравнение состояния было справедливо, необходимо, чтобы газ во всей своей массе имел одинаковое давление и температуру, а для этого необходимо, чтобы изменение его состояния происходило очень медленно, вернее, даже бесконечно медленно. Бесконечно медленное изменение состояния газа возможно только при условии наличия бесконечно малых разностей давлений и температур газа и окружающей среды. 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 или 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:

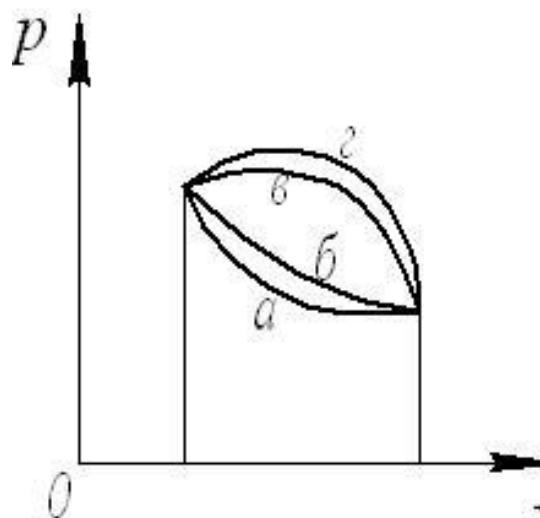
- механическое равновесие, т.е. равенство давлений газа и среды;
- термическое равновесие, т.е. равенство температур газа и среды;
- отсутствие диссипативных эффектов, таких, как трение, турбулентность и т.п.

В термодинамическом процессе будут меняться равновесные параметры системы, связь между которыми дается уравнением состояния $f(p, V, T) = 0$, и внутренняя энергия, изменение которой можно определить по уравнению вида $f(U, T, V) = 0$.

Изменение внутренней энергии определяется характером энергообмена между системой и окружающей средой. Для термомеханической системы изменение внутренней энергии определяется механическим и тепловым эффектами процесса.

Для установления этих зависимостей необходимо знать уравнение процесса в какой-либо системе координат. Наиболее распространенной является система координат pV .

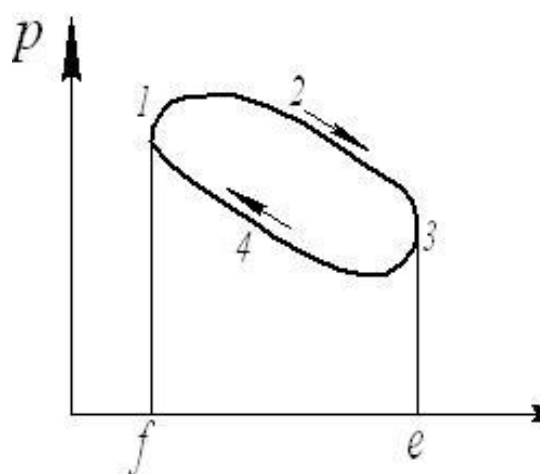
При изображении процесса на $p\nu$ - диаграмме работа газа определяется площадью, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами.



Для любой точки процесса из диаграммы известны давление p и удельный объем ν , а температура газа в этой точке процесса определяется из уравнения состояния. Графическое изображение процесса позволяет яснее представить разницу между функциями состояния и функциями процесса.

Между точками можно провести сколь угодно разных кривых, и каждая кривая будет представлять собой процесс; причем работа в каждом процессе будет определяться площадью, ограниченной кривой процесса а или б, или в, или г, в то же время изменение внутренней энергии и энтальпии определяется только состоянием газа в точках 1 и 2 независимо от того, какой процесс был газом совершен. Внутренняя энергия и энтальпия – функции состояния, работа – функция процесса.

При изучении тепловых машин большое значение имеют круговые процессы, или циклы. Циклами 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. Для обратного протекания процесса необходима затрата извне некоторого количества энергии.

7.2. 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

$$p_1v_1 = p_2v_2 \quad (7.1)$$

или

$$pv = const .$$

Это уравнение можно получить из уравнения состояния идеального газа

$$pv = RT .$$

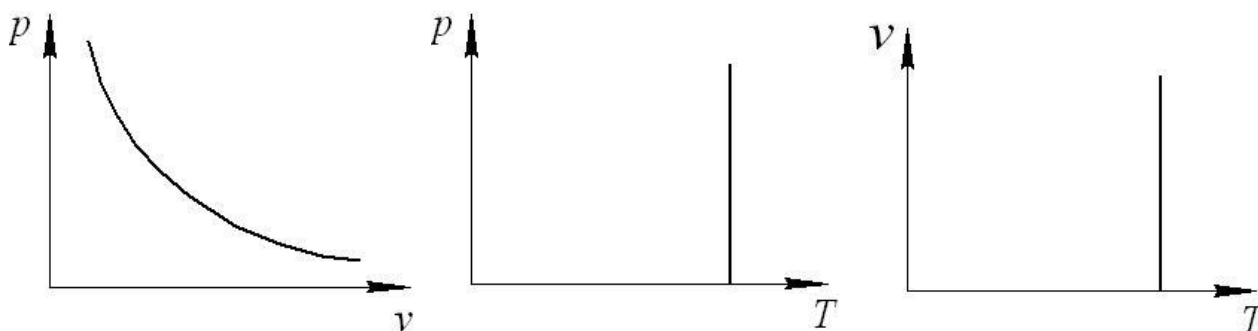
Для 1 точки $p_1v_1 = RT_1$, для второй точки $p_2v_2 = RT_2$.

Так как процесс изотермический, то $T_1 = T_2 = T$.

Тогда $p_1v_1 = RT$, $p_2v_2 = RT$.

Разделим равенства $\frac{p_1v_1}{p_2v_2} = \frac{RT}{RT}$ или $p_1v_1 = p_2v_2$.

Изобразим изотермический процесс на pv , vT , pT диаграммах.



7.3. Изохорный процесс

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

Примером 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

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (7.2)$$

Это уравнение можно получить из уравнения состояния идеального газа $p\nu = RT$.

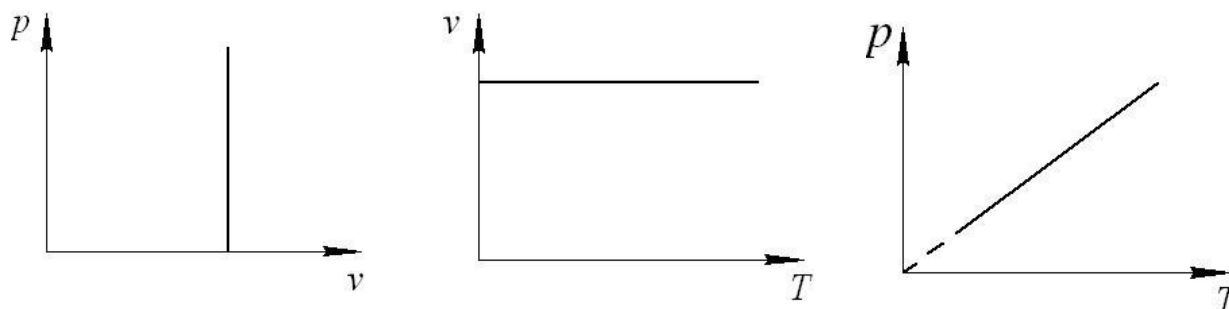
Для 1 точки $p_1\nu_1 = RT_1$, для второй точки $p_2\nu_2 = RT_2$.

Так как процесс изохорный, то $\nu_1 = \nu_2 = \nu$.

Тогда $p_1\nu = RT_1$, $p_2\nu = RT_2$.

Разделим равенства $\frac{p_1\nu}{p_2\nu} = \frac{RT_1}{RT_2}$ или $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$.

Изобразим изохорный процесс на $p\nu$, νT , pT диаграммах.



7.4. 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

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (7.3)$$

Это уравнение можно получить из уравнения состояния идеального газа $p\nu = RT$.

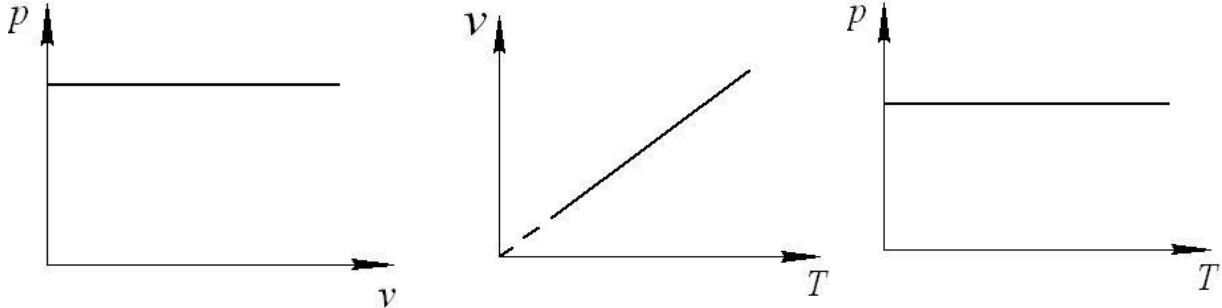
Для 1 точки $p_1\nu_1 = RT_1$, для второй точки $p_2\nu_2 = RT_2$.

Так как процесс изобарный, то $p_1 = p_2 = p$.

Тогда $pv_1 = RT_1$, $pv_2 = RT_2$.

Разделим равенства $\frac{pv_1}{pv_2} = \frac{RT_1}{RT_2}$ или $\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$.

Изобразим изобарный процесс на pv , vT , pT диаграммах.



7.5. 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 $pv^k = const$.

k - показатель адиабаты, $k \in (0, \infty)$.

7.6. 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	$l = c_v(T_1 - T_2)$ для работы справедливы формулы для политропного процесса при $n = k$	$du = -dl$ $u = c_v(T_2 - T_1)$

ЛЕКЦИЯ 8

Тема: Политропный процесс

Вопросы:

1. Политропный процесс
2. Зависимость между параметрами газа в политропном процессе
3. Работа, внутренняя энергия и теплота политропного процесса
4. Исследование политропного процесса

8.1. Политропный процесс

Уравнения первого закона термодинамики для закрытой термомеханической системы, характеризуют распределение подведенной к газу или отведенной от газа теплоты между внутренней энергией его и совершенной им работой. В общем случае это распределение не имеет закономерного характера, т.е. доли теплоты, расходуемые на работу и внутреннюю энергию, при протекании процесса меняются в любых отношениях; такие «незакономерные» процессы не поддаются изучению. В термодинамике изучаются процессы, подчиненные определенной закономерности.

Логично принять за условие протекания таких процессов постоянство распределения подводимой теплоты между внутренней энергией газа и работой, которую он совершает. Для получения наиболее ценных обобщений и простых формул изучение уравнения первого закона термодинамики для 1 кг идеального газа, т.е. газа, внутренняя энергия которого является функцией только температуры, а теплоемкость не зависит от температуры и является постоянной. Пусть в изучаемом процессе на изменение внутренней энергии расходуется x -я часть всего подводимого количества теплоты

$$du = x dq.$$

Тогда уравнение первого закона термодинамики можно представить в виде

$$dq = x dq + dl \text{ или } dl = (1 - x) dq.$$

В термодинамике процессы, подчиненные закономерности, выражаемой условием $x = const$, называются политропными. Исследование показывает, что значение x в политропных процессах может быть от $+\infty$ до $-\infty$.

Количество теплоты всегда может быть выражено произведением теплоемкости на изменение температуры. Для любого политропного процесса также можно написать

$$dq = c_x dT, \quad (8.1)$$

где c_x - теплоемкость политропного процесса, т.е. количество теплоты, которое в данном процессе необходимо подвести к 1 кг газа, чтобы повысить его температуру на один градус. Индекс x при теплоемкости указывает на условие $x = const$, при котором протекает процесс. Следовательно,

$$c_x = \frac{dq}{dT} = \frac{1}{x} \frac{du}{dT} = \frac{1}{x} \frac{c_v dT}{dT} = \frac{c_v}{x}. \quad (8.2)$$

Таким образом, политропный процесс можно определить как процесс при постоянной теплоемкости.

8.2. Зависимость между параметрами газа в политропном процессе

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

Для нахождения этих зависимостей возьмем два уравнения:

уравнение первого закона термодинамики

$$dq = c_v dT + p dv$$

уравнение элементарного количества теплоты в политропном процессе

$$dq = c_x dT.$$

Следовательно,

$$c_x dT = c_v dT + p dv.$$

Исключаем из этого уравнения dT , используя дифференциальное уравнение состояния идеального газа:

$$dT = \frac{p dv + v dp}{R}.$$

Получаем

$$\frac{c_x}{R} (p dv + v dp) = \frac{c_v}{R} (p dv + v dp) + p dv,$$

или

$$\begin{aligned} (c_x - c_v - R) p dv &= (c_v - c_x) v dp; \\ (c_x - c_p) p dv + (c_x - c_v) v dp &= 0. \end{aligned}$$

Разделим второе уравнение на $(c_x - c_v) p v$

$$\frac{c_x - c_p}{c_x - c_v} \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0$$

и введя обозначение

$$n = \frac{c_x - c_p}{c_x - c_v},$$

получим

$$n \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0.$$

Интегрируя это уравнение в пределах от начала до конца процесса и потенцируя, находим

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n,$$

или

$$pv^n = const.$$

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

$$\frac{RT_1}{v_1} v_1^n = \frac{RT_2}{v_2} v_2^n,$$

отсюда

$$T_1 v_1^{n-1} = T_2 v_2^{n-1} \text{ или } T v^{n-1} = const.$$

Исключая подобным же образом удельный объем, находим зависимость между давлением и температурой

$$p_1 \left(\frac{RT_1}{p_1} \right)^n = p_2 \left(\frac{RT_2}{p_2} \right)^n,$$

отсюда

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n}, \text{ или } \frac{T^n}{p^{n-1}} = const.$$

Таким образом, зависимости, выражающие изменения параметров газа в политропном процессе, определяются введенной нами величиной n ; эта величина называется показателем политропы и для каждого процесса постоянна, так как

$$n = (c_p - c_x) / (c_v - c_x),$$

а мы рассматриваем процессы в предположении, что теплоемкости постоянны.

Теплоемкость политропного процесса определяется по значению показателя политропы из уравнения

$$c_x = \frac{c_p - n c_v}{1 - n} = c_v \frac{k - n}{1 - n} = \frac{c_v}{x}.$$

Зависимость между показателем политропы n и величиной x , характеризующей распределение теплоты между внутренней энергией газа и его работой, определяется так

$$x = (1 - n) / (k - n).$$

Таким образом, доля теплоты, пошедшей на изменение внутренней энергии, определяется видом термодинамического процесса.

8.3. Работа, внутренняя энергия и теплота политропного процесса

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

Работа, производимая 1 кг в политропном процессе, определяется по общему интегралу работы

$$l = \int_1^2 p dv.$$

Зависимость давления газа от объема выражается уравнением

$$p_1 v_1^n = p v^n,$$

из которого можно найти, что

$$p = p_1 v_1^n / v^n.$$

Подставляя это выражение в уравнение работы, находим

$$l = \int_1^2 p_1 v_1^n \frac{dv}{v^n} = p_1 v_1^n \int_1^2 v^{-n} dv.$$

Решая этот табличный интеграл, имеем

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

Так как $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$, то

$$l = \frac{p_2 v_2^n v_2^{1-n} - p_1 v_1^n v_1^{1-n}}{1-n} = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{1-n}, \quad (8.3)$$

или

$$l = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}. \quad (8.4)$$

Можно получить другие выражения для работы в политропном процессе. Так как для идеального газа $p v = R T$, то

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

Уравнение для работы можно преобразовать следующим образом

$$l = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{1-n} = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} \right) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right). \quad (8.5)$$

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

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right) = \frac{R T_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} \right). \quad (8.6)$$

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, которые выводятся очень просто. Используя формулу теплоемкости процесса

$$dq = c_v \frac{k-n}{1-n} dT, \text{ или}$$

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

С другой стороны, $dq = c_v dT + dl$, или

$$q = c_v (T_2 - T_1) + l, \quad (8.7)$$

вместо l можно подставить любую формулу работы.

8.4. Исследование политропного процесса

Зависимость между параметрами, характеризующими процесс, могут быть определены или по заданному значению x , или по известному показателю политропы n , или по известной теплоемкости процесса c_x . 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 $pv^n = pv^0 = p = const$.

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 $l = R(T_2 - T_1)$.

Теплоемкость процесса

$$c_x = c_v \frac{k-0}{1-0} = kc_v = c_p.$$

Подведенное количество теплоты

$$q = c_v(T_2 - T_1) + p(v_2 - v_1) = c_v(T_2 - T_1) + R(T_2 - T_1) =$$

$$= (c_v + R)(T_2 - T_1) = c_p(T_2 - T_1) = h_2 - h_1 = \Delta h.$$

Если $n = 1$, то находим, что $pv^n = pv^1 = pv = const$.

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 $pv = RT = const$. Находим

$$l = \int_1^2 p dv = \int_1^2 RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Теплоемкость процесса получается равной

$$c_x = c_v \frac{k-1}{1-1} = \pm\infty. \quad (8.8)$$

Физический смысл этой бесконечности заключается том, что на при каких конечных значениях теплоемкости температура газа не может быть изменена, так как вся подводимая теплота полностью превращается в работу.

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

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

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

$$p^0 v = v = const.$$

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

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

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

ЛЕКЦИЯ 9

Тема: Второй закон термодинамики

Вопросы:

1. Положение второго закона термодинамики. Циклы прямые и обратные
2. Цикл Карно. Теорема Карно
3. Интеграл Клаузиуса

9.1. Положение второго закона термодинамики.

Циклы прямые и обратные

Первый закон термодинамики представляет собой математическое выражение общего закона сохранения и превращения энергии. Он рассматривает любые взаимопревращения энергии и изучает явления в этих взаимопревращениях, в частности при осуществлении различных термодинамических процессов. Но этот закон не определяет условий возможности таких преобразований, согласно этому закону равновозможны оба направления в протекании процесса, т.е. перетекание теплоты от теплого тела к холодному и от холодного тела к теплому. Между тем действительные

процессы, происходящие вокруг нас, необратимы, так как они самопроизвольно идут только в одном направлении: теплота переходит от теплого тела к холодному, газ вытекает только из резервуара с высоким давлением в окружающее пространство и т.п.

Опыт показывает, что реальные процессы идут в направлении установления в любой системе равновесия, т.е. выравнивания в ней давлений, температур, концентраций и др.

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

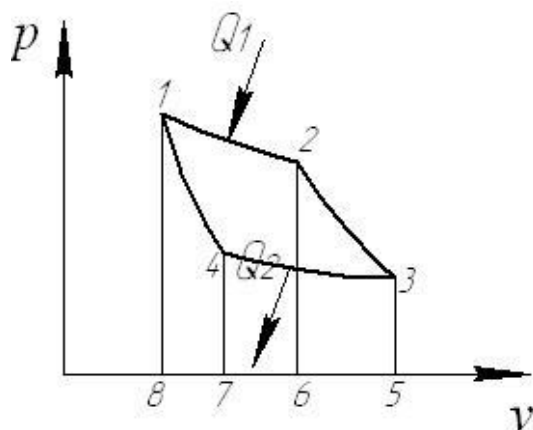
– невозможно построить периодически действующую машину, единственным результатом действия которой было бы совершение механической работы за счет охлаждения теплового резервуара.

Согласно последней формулировке нельзя, получив теплоту из некоторого резервуара, превратить ее в работу, а затем снова эту работу превратить в теплоту в резервуаре с более высокой температурой.

Таким образом, второй закон исключает возможность построения «вечного двигателя второго рода», который бы совершал работу за счет энергии тел, находящихся в тепловом равновесии, подобно тому, как первый закон термодинамики исключает возможность построения «вечного двигателя первого рода», который бы совершал работу «из ничего», без внешнего источника энергии.

9.2. 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.



1-2 изотермическое расширение
 2-3 адиабатное расширение
 3-4 изотермическое сжатие
 4-1 адиабатное сжатие
 Цикл Карно 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.

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.

Процесс 1-2 - газ совершает работу, определяемую пл.12681 и равную

$$L_{1-2} = mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} .$$

Из нагревателя подводится теплота, эквивалентная этой работе:

$$Q_{1-2} = Q_1 = mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Процесс 2-3 – газ совершает работу, определяемую пл. 23562 и равную

$$L_{2-3} = \frac{mR(T_1 - T_2)}{k - 1}; Q_{2-3} = 0.$$

Температура газа снижается до T_2 .

Процесс 3-4 – на сжатие газа затрачивается работа, определяемая пл.43574 и равная

$$L_{3-4} = mRT_2 \ln \frac{v_4}{v_3} = -mRT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

В охладитель при температуре T_2 отводится теплота, эквивалентная этой работе:

$$Q_{3-4} = Q_2 = L_{3-4} = -mRT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

Процесс 4-1 – на сжатие газа затрачивается работа, определяемая пл.14781 и равная

$$L_{4-1} = \frac{mR(T_2 - T_1)}{k - 1} = -\frac{mR(T_1 - T_2)}{k - 1}; Q_{4-1} = 0.$$

Газ нагревается до температуры T_1 .

Результаты цикла следующие. Полезная работа цикла определяется суммой работ, совершенных газом за весь цикл. Суммируя площади, выражающие работу газа в отдельных процессах, с учетом знаков работы. Находим пл.12341=пл.12681 +пл.23562–пл.43574–пл.14781.

Эта работа определяется также суммирование работ:

$$L_u = L_{1-2} + L_{2-3} + L_{3-4} + L_{4-1}.$$

Подставляя значения этих работ, имеем

$$L_u = mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + \frac{mR(T_1 - T_2)}{k - 1} - mRT_2 \ln \frac{v_3}{v_4} - \frac{mR(T_1 - T_2)}{k - 1}.$$

Как видно из получено формулы, адиабатные работы взаимно уничтожаются, так как пл.23562 равна пл.14781: следовательно,

$$L_u = mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - mRT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}$$

и количество теплоты, превращенное в работу,

$$Q_1 - Q_2 = L_u = mR \left(T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4} \right).$$

Но затраченная теплота равна теплоте, подведенной при изотермическом расширении:

$$Q_{1-2} = Q_1 = mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Таким образом, термический КПД цикла Карно может быть выражен формулой

$$\eta_t = \frac{L_{ц}}{Q_1} = \frac{mR \left(T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4} \right)}{mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}} = \frac{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4}}{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1}}.$$

Эта формула упрощается на основании следующих соображений. Для адиабат имеем зависимости:

$$\text{адиабата 2-3 } T_1 v_2^{k-1} = T_2 v_3^{k-1},$$

$$\text{адиабата 4-1 } T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_4^{k-1}.$$

После деления первого уравнения на второе получим

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1}.$$

Логарифмируя, находим

$$(k-1) \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = (k-1) \ln \left(\frac{v_3}{v_4} \right), \text{ или } \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = \ln \left(\frac{v_3}{v_4} \right).$$

Следовательно, в уравнении термического КПД логарифмы сокращаются и уравнение приводится к виду

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

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.

9.3. Интеграл Клаузиуса

Интегральным уравнением закона (начала) термодинамики для равновесных круговых процессов является равенство Клаузиуса.

Для любого цикла имеем

$$\eta_t = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

Для обратимого цикла Карно, кроме того, известно, что

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

Приравнивая правые части этих уравнений, получим

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}, \text{ или } \frac{Q_2}{T_2} = \frac{Q_1}{T_1}.$$

Отметим, что в этом выражении Q_2 величина отрицательная, т.е.

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = \sum \frac{Q}{T} = 0. \quad (9.1)$$

Величины Q/T называются **приведенными теплотами**, и полученное выражение можно сформулировать так: в обратимом цикле Карно сумма приведенных теплот равна нулю.

Можно доказать, что полученное равенство верно не только для цикла Карно, но и для любого обратимого цикла.

В пределе

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0,$$

т.е. интеграл от dQ/T , взятый по контуру цикла, равен 0. Интеграл этого уравнения называется **интегралом Клаузиуса**.

Для необратимых циклов вследствие механических и тепловых потерь получаем следующее: $\eta_t^{\text{необр}} < \eta_t^{\text{обр}}$, следовательно,

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

Отсюда находим, что

$$\frac{Q_2}{Q_1} > \frac{T_2}{T_1}, \text{ или } \frac{Q_2}{T_2} > \frac{Q_1}{T_1}.$$

Учитывая знак при Q_2 , приходим к неравенству

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0, \text{ а отсюда } \sum \frac{\Delta Q}{T} < 0.$$

В пределе для всех необратимых циклов

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0. \quad (9.2)$$

Объединяя выражения для необратимых и обратимых циклов, получим

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0,$$

причем знак равенства относится к обратимым циклам, а знак неравенства – к необратимым.

ЛЕКЦИЯ 10

Тема: Энтропия

Вопросы:

1. Энтропия, термодинамическое тождество.
2. Энтропия и термодинамическая вероятность.
3. Физический смысл энтропии.

10.1. Энтропия, термодинамическое тождество

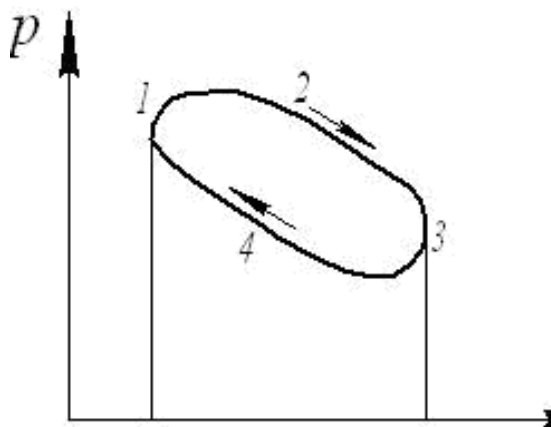
Энтропия – мера необратимого рассеяния энергии. В термодинамике введена Клаузиусом в 1865г., который показал, что процесс превращения теплоты в работу подчиняется второму закону термодинамики. Математически в термодинамике энтропия выражается

$$\frac{dQ}{T} = dS, \text{ или } dQ = TdS, \quad (10.1)$$

т.е. энтропия – функция, для которой $\frac{dQ}{T}$ является полным дифференциалом,

т.к. $\oint \frac{Q}{T} = 0$ (для необратимых процессов).

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



Итак, имеем обратимый цикл,

для которого $\oint \frac{dQ}{T} = 0$.

Представим его в виде

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{1-2-3} \frac{dQ}{T} + \int_{3-4-1} \frac{dQ}{T} = 0,$$

меняя пределы второго интеграла

$$\int_{1-2-3} \frac{dQ}{T} = \int_{1-4-3} \frac{dQ}{T} = \int_1^3 ds = s_3 - s_1$$

Таким образом, независимо от пути перехода 1 в 3 изменение энтропии определяется только начальным и конечным состоянием системы (рабочего тела). Это справедливо и для обратимых и необратимых процессов. Однако и

необратимых процессов энтропия всегда больше, чем значение интеграла, т.е.

$$dS > \frac{dQ}{T}.$$

Теперь объединим уравнение первого и второго законов термодинамики
 первый закон $dQ = dU + dL$

второй закон $dQ = TdS$

$$Tds = dU + dL - \text{термодинамическое тождество.}$$

Для необратимых циклов

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0.$$

Пусть цикл состоит из необратимого процесса 1-2-3 и обратимого 3-4-1.

Так как часть цикл протекает с потерями, то

$$\begin{aligned} \oint \frac{dQ}{T} &= \int_{1-2-3} \frac{dQ}{T} + \int_{3-4-1} \frac{dQ}{T} < 0 \\ \int_{1-2-3} \frac{dQ}{T} &< \int_{1-4-3} \frac{dQ}{T} \end{aligned}$$

Так как для обратимого процесса 1-4-3

$$\int_{1-4-3} \frac{dQ}{T} = s_3 - s_1,$$

то

для необратимого процесса 1-2-3

$$\int_{1-4-3} \frac{dQ}{T} < s_3 - s_1,$$

т.е. в необратимом процессе значение интеграла всегда меньше, чем изменение энтропии:

$$\frac{dQ}{T} < ds,$$

обобщая

$$\frac{dQ}{T} \leq ds.$$

10.2. Энтропия и термодинамическая вероятность

Состояние термодинамической системы в целом характеризуется ее параметрами T , p и V . Оно называется макроскопическим.

Однако при этом происходит движение атомов и молекул, которые сталкиваются друг с другом, меняют направление и скорость движения. например, при нормальных условиях одна молекула за секунду сталкивается с другими молекулами 10^9 раз. При этом макросостояния системы не меняется.

Состояние газа, характеризуемое положениями и скоростями всех его частиц называется микросостоянием. Следовательно одному и тому же макросостоянию может соответствовать множество микросостояний. Число микросостояний, соответствующих данному макросостоянию называется термодинамической вероятностью. Если статическая вероятность может принимать значения от 0 до 1, то термодинамическая вероятность – целое, как правило очень большое число.

Для определения термодинамической вероятности обозначим V – объем, занимаемый идеальным газом, n – количество частиц (молекул), находящихся в нем. Количество ячеек, которые могут занимать частицы равно $N = V/d^3$, где $d \approx 10^{-10}$ м. Это число очень велико и всегда соблюдается условие $N \gg n$. Общее число микросостояний равно числу способов, которыми можно разместить n частиц по N ячейкам. Полагая, что частицы различимы между собой (например для газовой смеси) можно записать

$$W = \frac{N!}{(N-n)!}, \quad (10.2)$$

где W – термодинамическая вероятность макросостояний системы.

Запишем уравнение первого закона термодинамики

$$\delta Q = c_v dT + p dV.$$

Разделим правую и левую часть уравнения на T

$$\frac{\delta Q}{T} = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dV. \quad (10.3)$$

С учетом $\frac{p}{T} = \frac{R}{V}$, а также $\frac{dT}{T} = d \ln T$, $\frac{dV}{V} = d \ln V$, получим

$$\frac{\delta Q}{T} = d(c_v \ln T + R \ln V)$$

Правая часть равенства представляя собой полный дифференциал, значит и левая часть $\frac{\delta Q}{T}$ тоже полный дифференциал. Функция состояния,

дифференциал которой является $\frac{\delta Q}{T}$ называется энтропией S . Итак

$$\frac{\delta Q}{T} = dS.$$

Отметим, что последнее равенство справедливо только для обратимых процессов.

10.3. Физический смысл энтропии

Определим изменение энтропии в изотермическом процессе с помощью выражения (2). Энергетическое состояние остается неизменным ($T = const$ и следовательно $u = const$). Следовательно

$$dS = R d \ln V$$

$$\int_1^2 dS = R \int_1^2 d \ln V$$

После интегрирования:

$$S_2 - S_1 = R(\ln V_2 - \ln V_1) = R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (10.4)$$

В соответствии с формулой (1) количество микросостояний для одного моля газа занимающего объем V_1 и V_2 равно

$$W_1 = \frac{N_1!}{(N_1 - N_A)!}; W_2 = \frac{N_2!}{(N_2 - N_A)!}, \text{ где}$$

N_A – число Авогадро – количество молекул,

N_1, N_2 – количество ячеек, которые могут занимать молекулы в объемах V_1 и V_2 .

$$\text{При этом } N_1 = \frac{V_1}{d^3}; N_2 = \frac{V_2}{d^3}.$$

Для упрощения использует формулу Стирлинга:

При больших n выполняется равенство

$$n! \approx \left(\frac{n}{e}\right)^n \quad (10.5)$$

Доказательство:

$$\ln n! = \ln 1 + \ln 2 + \dots + \ln n = \sum_{n=1}^n \ln n \Delta n.$$

При больших n Δn можно считать малой величиной и от суммы перейти к интегралу

$$\ln n! \approx \int_1^n \ln n dn = n \ln n - n,$$

где в правой части отброшена единица в силу ее малости по сравнению с n .

Потенцирую, получим формулу Стирлинга (5).

Используя формулу Стирлинга, получим

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{N_2!(N_1 - N_A)!}{N_1!(N_2 - N_A)!} \approx \frac{(N_2/e)^{N_2} \left(\frac{N_1 - N_A}{e}\right)^{N_1 - N_A}}{(N_1/e)^{N_1} \left(\frac{N_2 - N_A}{e}\right)^{N_2 - N_A}} \quad (10.6)$$

При не слишком высоких давлениях

$N_1 \gg N_A$, $N_2 \gg N_A$, следовательно N_A можно пренебречь по сравнению с N_1 и N_2 .

Тогда из (10.6) получим

$$\frac{W_2}{W_1} \approx \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^{N_A} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{N_A}.$$

Логарифмируя находим

$$\ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{N_A} \ln \frac{W_2}{W_1}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (4) определяем

$$S_2 - S_1 = \frac{R}{N_A} \ln \frac{W_2}{W_1} = k \ln W_2 - k \ln W_1,$$

где $\frac{R}{N_A}$ - постоянная Больцмана.

Таким образом, энтропия S определяется логарифмом числа микросостояний, с помощью которых реализуется, данное макросостояние (термодинамической вероятностью)

$$S = k \ln W - \text{формула Больцмана.}$$

Чем более упорядочена система, тем меньше микросостояний, которыми осуществляется макросостояние. Если допустить, что все молекулы неподвижно закреплены, то существует только одно микросостояние, а соответствующая ему энтропия равна нулю. Система, предоставленная самой себе, движется к равновесию. В равновесном состоянии количество микросостояний максимально и энтропия также достигает своего максимального значения. Таким образом, можно сделать вывод, что энтропия является мерой упорядоченности.

ЛЕКЦИЯ 11

Тема: $T-s$ диаграмма

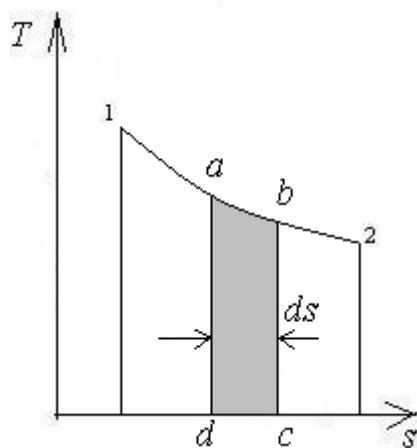
Вопросы:

1. $T-s$ диаграмма
2. Изображение на Ts -диаграмме основных процессов
3. Ts -диаграмма для идеального газа
4. Цикл Карно на Ts -диаграмме

11.1. $T-s$ диаграмма

$p-v$ – диаграмма – рабочая диаграмма

$T-s$ – тепловая диаграмма

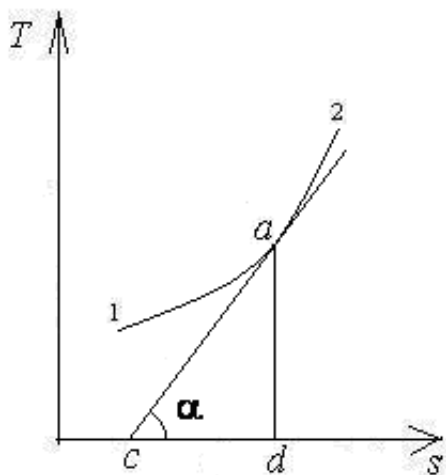


На диаграмме каждая точка характеризует определенное равновесное состояние газа, а кривая – процесс. Пл. $abcd = Tds = dq$.

Интегрируя по всему от 1 до 2

$$q = \int_1^2 Tds = \text{пл.} 12341.$$

Таким образом, так как dq и ds имеют одинаковые знаки, то увеличение энтропии соответствует подводу тепла (1-2), а уменьшение энтропии характеризует процесс с отводом тепла от рабочего тела в окружающую среду.



ac – касательная к кривой процесса. Угол α принадлежит треугольнику adc . Катет ad определяет T рабочего тела в точке a .

Угловым коэффициентом

$$\text{tg}\alpha = \frac{dT}{dS}.$$

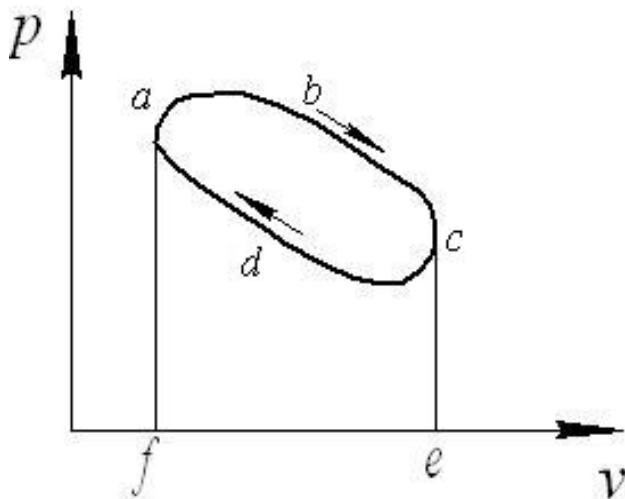
Для любого политропного процесса $dq = Tds$, $dq = c_\varphi dT$

Приравнивая правые части, получим

$$c_\varphi = \frac{Tds}{dT} = \frac{T}{\text{tg}\alpha}.$$

Из рисунка видно, что $c_\varphi = cd$. Таким образом, cd определяет истинную теплоемкость при T .

Если значение $\text{tg}\alpha$ положительно, то значение теплоемкости также положительно и наоборот.



Термический КПД

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{\text{пл.}abcd}{\text{пл.}abcefa}$$

Цикл на Ts диаграмме изображается замкнутой кривой. Если направление процесса по часовой стрелке.

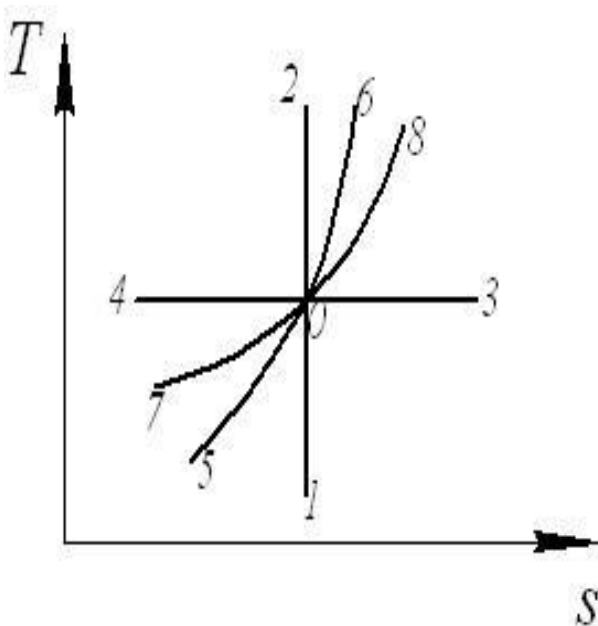
Пл. $abcefa$ - q_1 - подводимое тепло

Пл. $adcefa$ - q_2 - отводимое тепло

Следовательно теплота, эквивалентна работе цикла

$$l_{\text{ц}} = q_1 - q_2 = \text{пл.}abcd.$$

11.2. Изображение на Ts -диаграмме основных процессов



2-0-1 адиабатный процесс

$$s = \text{const},$$

0-1 температура убывает, внутренняя энергия убывает, совершается работа расширения

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

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

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

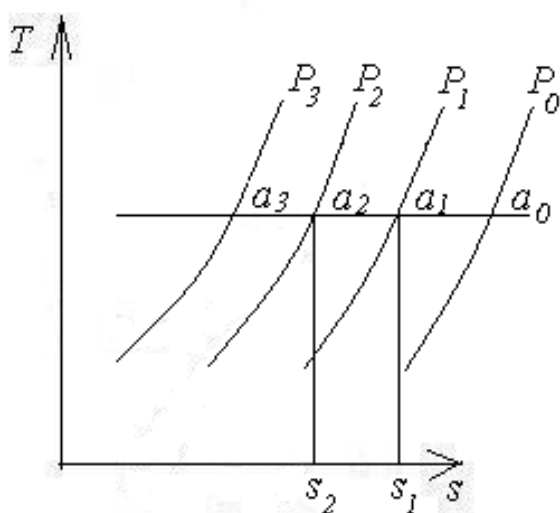
$$\text{Для изобары } \Delta s_p = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

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.

11.3. Ts - диаграмма для идеального газа

Эта диаграмма предназначена для изучения процессов и циклов, совершаемых рабочими телами, состоит из основной сетки изотерм и адиабат.



Для построения изобар используется уравнение

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

Если известна зависимость $c_p = f(T)$ и заданы начальные условия $(T_0, p_0, s_0 = 0)$, то даваясь различными T можно определить s

$$s - s_0 = s = c_p \ln \left(\frac{T}{T_0} \right).$$

Таким образом по точкам можно построить основную изобару $p_1 = 1 \cdot 10^5 = \text{const}$.

Построение остальных изобар ведется исходя из условия, что изобары идеального газа эквидистантны. Расстояние между изобарами в горизонтальном направлении определяется как изменение энтропии в изотермическом процессе.

Из формулы $s_1 - s_2 = a_2 a_1 = R \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)$.

При построения изобар соблюдается условие

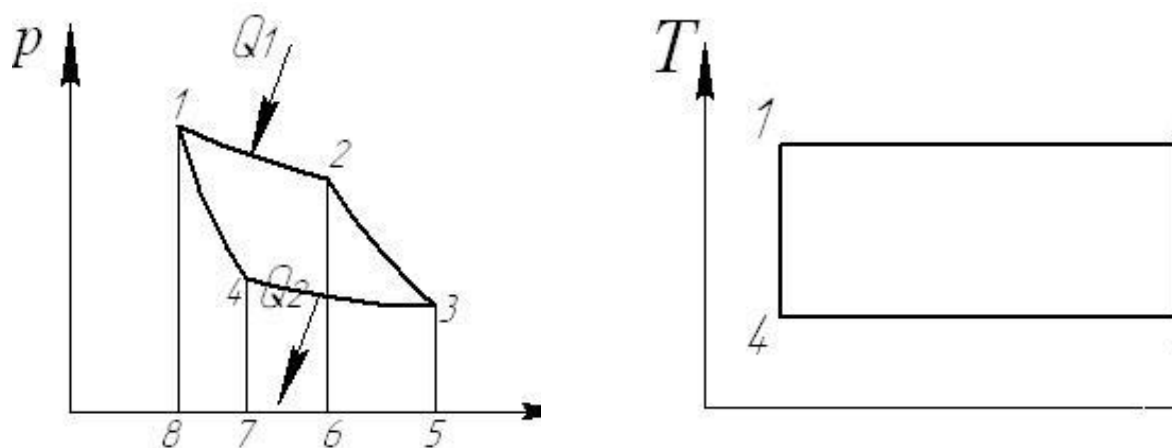
$$a_2 a_1 = a_3 a_2 = a_1 a_0 = \Delta s.$$

Теперь можно построить изобары $2 \cdot 10^5$ Па, $3 \cdot 10^5$ Па и т.д.

Если $s_1 < s_2$, т.е. энтропия убывает, то $p_2 > p_1$. Следовательно, чем левее изобары, тем большему p они соответствуют.

Изохоры строятся аналогично, они тоже эквидистантны между собой, но чем больше v , тем правее кривая.

11.4. Цикл Карно на Ts - диаграмме



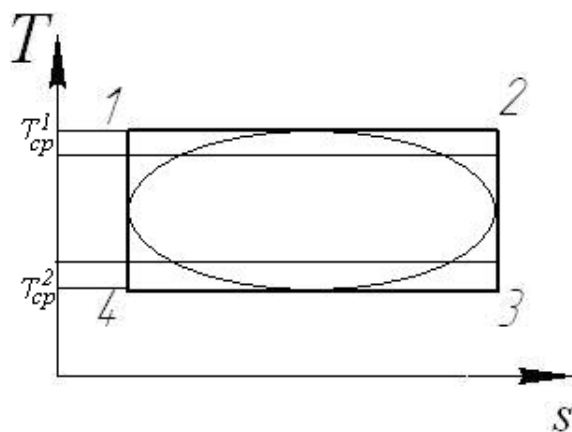
Количество теплоты, эквивалентное работе цикла равно площади, т.е.

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

Термический КПД

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

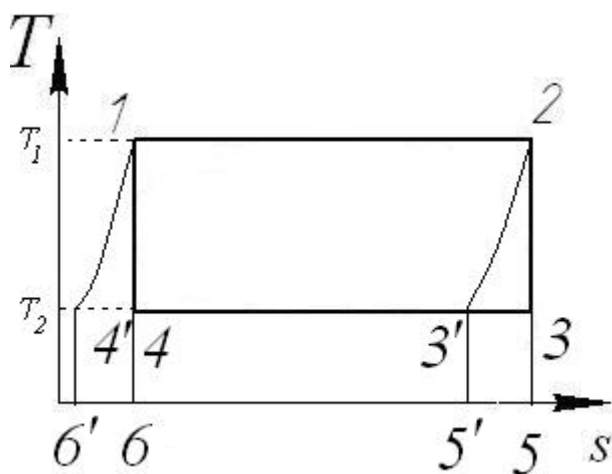
Степень совершенства произвольного обратимого цикла определяется тем, на сколько его η_t близок к η_t Карно, осуществляемого между теми же крайними температурами.



Отношение площадей называется степенью заполнения цикла (чем больше, тем лучше).

Для увеличения степени заполнения необходимо повышать T_1^{cp} и понижать T_2^{cp} .

Цикл Карно имеет максимальный КПД в заданном интервале температур, то в тоже время можно подобрать сколько угодно циклов $\eta_t = \eta_t^{Карно}$ в пределах T_1 и T_2 .



Цикл, осуществляемый таким способом называется обобщенным циклом Карно. Практически можно отводимую теплоту снова передавать газу. Такой способ использования теплоты называется регенерацией, а циклы - регенеративными.

Для этого необходим промежуточный источник, аккумулирующий теплоту (от охлаждаемого газа передает нагретому).

ЛЕКЦИЯ 12

Тема: Термодинамические циклы тепловых машин

Вопросы:

1. Общая характеристика
2. Цикл Отто
3. Индикаторное давление
4. Цикл Дизеля
5. Цикл Тринклера

12.1. Общая характеристика

Двигатели 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;

- 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.

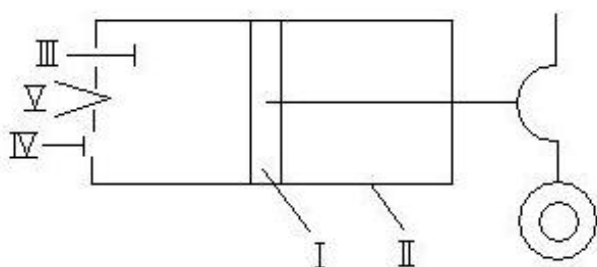
Основным элементом любого поршневого двигателя является цилиндр с поршнем, соединенным посредством кривошипно-шатунного механизма с внешним потребителем работы.

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

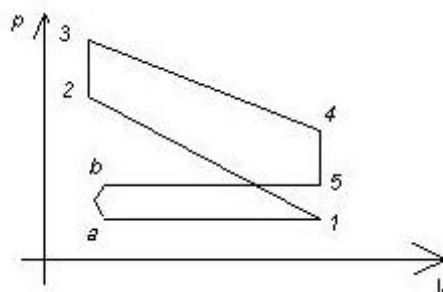
Различают 3 основных вида циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания:

- 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.

Схема двигателя



Индикаторная диаграмма



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

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.

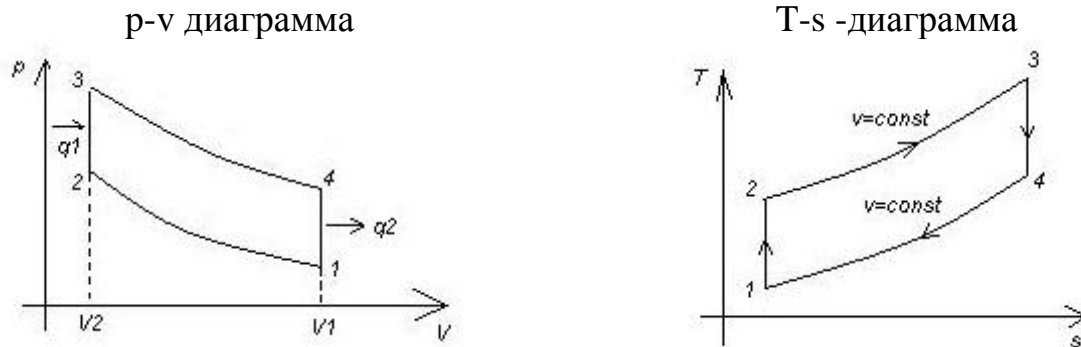
4-5 – после того как поршень дойдет до т.4, с помощью устройства открывается клапан IV и давления в цилиндре снижается до значения больше атмосферного.

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

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

12.2. Цикл Отто

Термодинамический анализ цикла Отто удобно проводить, рассматривая идеализированный цикл. Процессы сжатия (1-2) и расширения (3-4) в этом цикле 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.



- 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.

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

если $c_v = \text{const}$
$$\eta_t = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \cdot \frac{T_1}{T_2}.$$

Для идеального газа отношение $\frac{T_1}{T_2}$ в адиабатном процессе определяется

соотношением

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}.$$

Обозначим через

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

где ε - степень сжатия.

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$$

Для адиабат 1-2 и 3-4 можно написать уравнение

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k, \quad p_4 v_4^k = p_3 v_3^k.$$

Поделим первое равенство на второе $\frac{p_1 v_1^k}{p_4 v_4^k} = \frac{p_2 v_2^k}{p_3 v_3^k}$.

Учитывая, что $v_3 = v_2$ и $v_4 = v_1$.

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \quad \text{или} \quad \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}.$$

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

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.

Вывод: благодаря применению предварительного сжатия возрастает термический к.п.д.

Замечание: Однако осуществить сжатие до слишком высоких значений ε , сопровождающиеся значительным повышением температуры и давления, не удается 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.

12.3. Индикаторное давление

Работа цикла

$$l_{\text{ц}} = l_{\text{расш}} - l_{\text{сжатия}}$$

где работа сжатия

$$l_{\text{сжатия}} = l_{1-2} = \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1),$$

а работа расширения

$$l_{\text{расш}} = l_{3-4} = \frac{1}{k-1} (p_4 v_4 - p_3 v_3).$$

Работу цикла можно представить в виде суммы

$$l_{\text{ц}} = l_{1-2} + l_{2-3} + l_{3-4} + l_{4-1},$$

$$l_{2-3} = 0, l_{4-1} = 0.$$

При увеличении средней разности между линиями расширения и сжатия можно уменьшить размеры цилиндра.

Полезную работу можно представить в виде

$$l_{\text{ц}} = p_i (v_1 - v_2),$$

где p_i - среднее индикаторное давление.

Тогда среднее индикаторное давление

$$p_i = \frac{p_1 (\varepsilon^k - \varepsilon) (\lambda - 1)}{(k-1)(\varepsilon-1)},$$

где

$$\lambda = \frac{p_3}{p_2}.$$

Подставим

$$l_{\text{ц}} = q_1 - q_2 = c_v (T_3 - T_2 - T_4 + T_1) = c_v T_1 (\lambda - 1) (\varepsilon^{k-1} - 1).$$

Тогда индикаторное давление

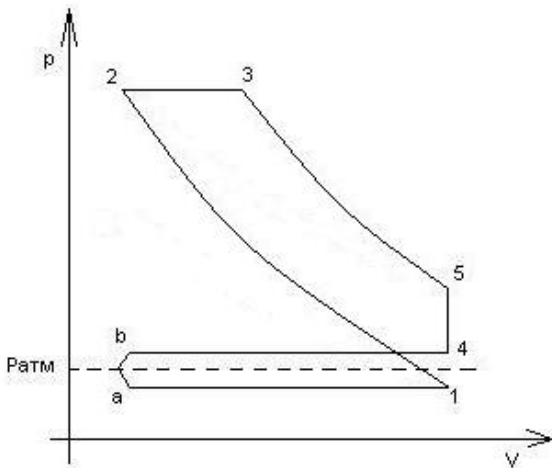
$$p_i = \frac{c_v T_1 (\lambda - 1) (\varepsilon^{k-1} - 1)}{v_1} = \frac{(\lambda - 1) (\varepsilon^{k-1} - 1) c_v T_1}{\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) v_1} =$$

$$= \frac{\varepsilon (\lambda - 1) (\varepsilon^{k-1} - 1) c_v T_1}{(\varepsilon - 1) v_1} = \frac{R}{k-1} \frac{T_1}{v_1} \frac{\varepsilon (\lambda - 1) (\varepsilon^k - \varepsilon)}{(\varepsilon - 1)} = \frac{p_1 (\varepsilon^k - \varepsilon) (\lambda - 1)}{(k-1)(\varepsilon-1)}$$

12.4. 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.

Индикаторная диаграмма



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 фосунку 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 $p = \text{const}$.

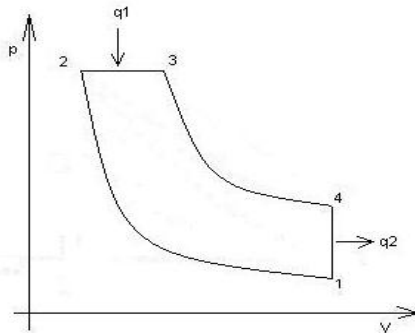
Поэтому цикл Дизеля называют циклом сгорания при постоянном давлении.

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

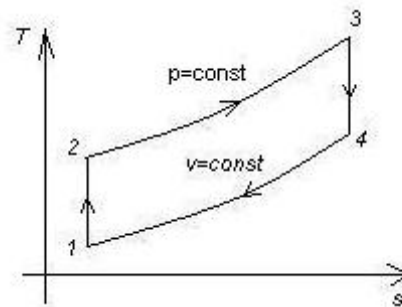
Точка 4 – открывается выхлопной клапан цилиндра, давление в цилиндре снижается до атмосферного (изохора 4-5), и затем газ выталкивается из цилиндра в атмосферу (линия 5 – б), таким образом цикл Дизеля – четырехтактный двигатель.

Для удобства анализа заменяем рассмотренный цикл Дизеля термодинамически эквивалентным ему идеализированным замкнутым циклом, осуществляемым с чистым воздухом.

р-ν диаграмма



T-s -диаграмма



- 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 – 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

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

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

Так как $\frac{c_p}{c_v} = k$, то $\frac{c_v}{c_p} = \frac{1}{k}$.

$$\text{Подставим } \eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)} = 1 - \frac{1}{k} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1} \frac{T_1}{T_2}.$$

В изобарном процессе $\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho$.

Из уравнения адиабат 1-2 и 3-4 $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$ и $p_4 v_4^k = p_3 v_3^k$.

С учетом $p_2 = p_3$ и $v_1 = v_4$ получим $\frac{p_4}{p_1} = \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^k$.

Так как 1-4 изохора, то $\frac{p_4}{p_1} = \frac{T_4}{T_1}$. $\frac{T_4}{T_1} = \rho^k$.

$$\text{Тогда } \eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{\rho^k - 1}{\rho - 1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}},$$

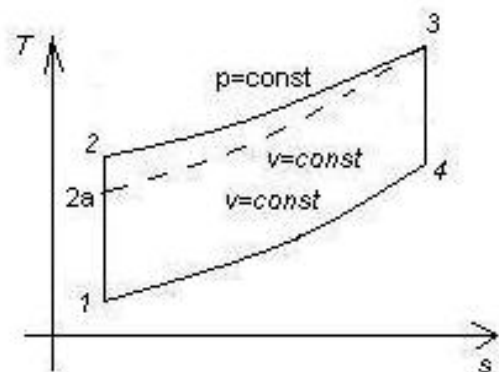
$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)\varepsilon^{k-1}}.$$

Вывод: к.п.д. цикла Дизеля тем выше, чем больше степень сжатия ε и чем меньше ρ .

Сравним к.п.д. Отто и Дизеля.

Их можно сравнить, если принять одинаковой степень сжатия ε или наивысшую температуру T_3 ; p_1, v_1, T_1 - считаем одинаковыми для обоих циклов.

Если считать одинаковой степень сжатия, то к.п.д. Отто выше к.п.д. Дизеля.



Сравнение величины к.п.д. этих циклов при условии одинаковой ε вряд ли правомерно, т.к. преимуществом цикла Дизеля по сравнению с циклом Отто является, как отмечалось ранее, именно возможность достижения более высоких степеней сжатия.

Сравнение величин η_t циклов Отто и Дизеля при условии одинаковой наивысшей температуры цикла T_3 показывает, что в этом случае термический к.п.д. цикл Дизеля будет выше, чем термический к.п.д. цикла Отто, т.к. $c_p > c_v$,

то есть $T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p > T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v$, то в Ts – диаграмме изохора идет более круто, чем

изобара. Значит степень заполнения цикла Дизеля больше чем цикла Отто. При сравнении обоих циклов при равных работах цикла $l_{ц} = q_1 - q_2$ и максимальном давлении легко заметить, что тепло q_2 в цикле Отто больше, чем в цикле Дизеля, а к.п.д. меньше.

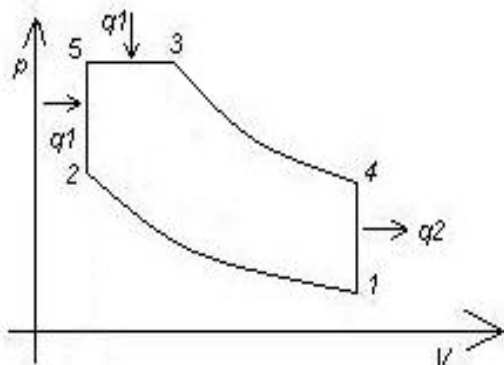
Подобное сравнение наиболее оправдало и дает основание считать цикл Дизеля более экономичным, чем цикл Отто.

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.

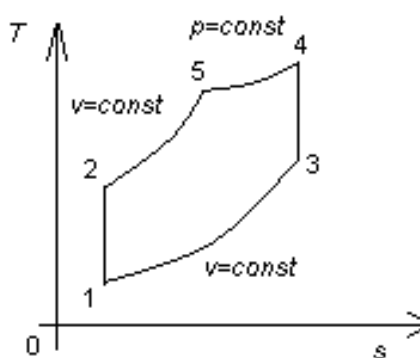
12.5. Цикл Тринклера

Гибрид циклов Отто и Дизеля является цикл со смешанным сгоранием – Тринклера.

р-v диаграмма



T-s -диаграмма



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 сгорании 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.

Определим к.п.д.

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

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

Тогда количество подведенной теплоты

$$q_1 = q_1' + q_1'',$$

где

$$q_1' = c_v(T_5 - T_2)$$

и

$$q_1'' = c_p(T_3 - T_5).$$

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

Так как $\frac{c_p}{c_v} = k$, то $c_p = kc_v$.

$$\begin{aligned} \eta_t &= 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_5 - T_2) + kc_v(T_3 - T_5)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{(T_5 - T_2) + k(T_3 - T_5)} = \\ &= 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\left(\frac{T_5}{T_2} - 1 \right) + k \left(\frac{T_3}{T_2} - \frac{T_5}{T_2} \right) \right)} = 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\left(\frac{T_5}{T_2} - 1 \right) + k \left(\frac{T_3}{T_2} - \frac{T_5}{T_2} \right)} \frac{T_1}{T_2} = \end{aligned}$$

$$= 1 - \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\left(\frac{T_5}{T_2} - 1\right) + k \frac{T_5}{T_2} \left(\frac{T_3}{T_5} - 1\right)} \frac{T_1}{T_2}.$$

Для изохоры 4-1 справедливо

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1},$$

и уравнения адиабат 1-2 и 3-4

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \text{ и } p_4 v_4^k = p_3 v_3^k.$$

Разделим и учитывая $v_1 = v_4$, получим

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^k.$$

Так как $p_3 = p_5$ и $v_2 = v_5$

$$\frac{p_4}{p_1} = \lambda \rho^k,$$

где $\lambda = \frac{p_5}{p_2}$ - степень повышения давления в изохорном процессе сгорания и

$\rho = \frac{v_3}{v_5}$ - степень предварительного расширения в изобарном процессе сгорания.

$$\text{Тогда } \frac{T_4}{T_1} = \lambda \rho^k.$$

Так как 2-5 изохорный процесс, тогда

$$\frac{T_5}{T_2} = \frac{p_5}{p_2} = \lambda.$$

Так как 5-3 изобарный процесс, тогда

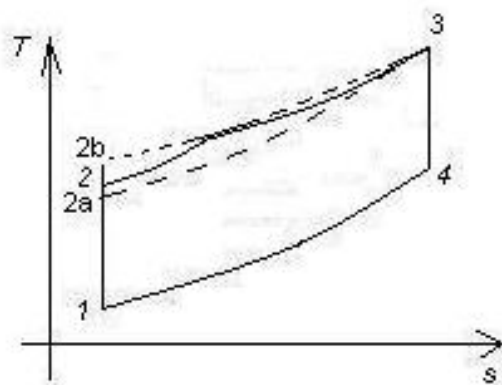
$$\frac{v_3}{v_5} = \frac{T_3}{T_5} = \rho.$$

Так как

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

То

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



На Ts диаграмме цикл Дизеля 1-2b-3-4-1, цикл Отто 1-2a-3-4-1, цикл Тринклера 1-2-5-3-4-1.

При одинаковой ε -
 $\eta_t^D < \eta_t^T < \eta_t^O$.

При одинаковой T_3 -
 $\eta_t^D > \eta_t^T > \eta_t^O$ или $\eta_t^O < \eta_t^T < \eta_t^D$.

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).

ЛЕКЦИЯ 13

Тема: Термодинамические циклы холодильных установок.

Вопросы:

1. Общие сведения
2. Обратный цикл Карно
3. Цикл воздушной холодильной установки (цикл Лоренца)
4. Цикл паровой компрессорной холодильной установки
5. Дросселирование

13.1. Общие сведения

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;

$l_{ц} = q_1 - q_2$ - 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 $l_{ц}$, т.е. $q_1 = l_{ц} + q_2$.

Холодильная установка включает в себя устройство для сжатия рабочего тела (компрессор или насос) и устройство, в котором происходит расширение

рабочего тела (рабочее тело называется **хладоагентом**); 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: $\varepsilon = \frac{q_2}{l_{ц}}$, так как $l_{ц} = q_1 - q_2$, то

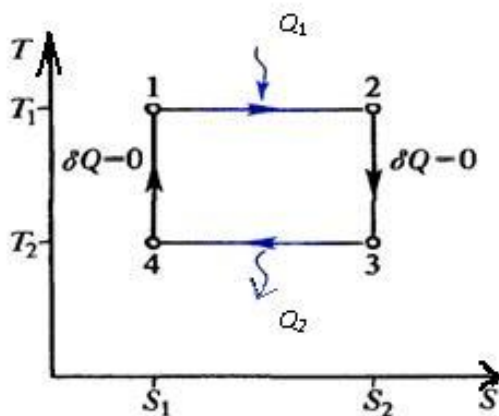
$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2},$$

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

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

13.2. Обратный цикл Карно

Ts – диаграмма



- 1-2 – адиабатное расширение,
- 2-3 – изотермическое расширение хладоагента, к нему отводится тепло q_2 ,
- 3-4 – адиабатное сжатие хладоагента до температуры T_1 ,
- 4-1 – изотермический отвод тепла q_1 от хладоагента к горячему источнику.

Выведем формулу для холодильного коэффициента в цикле Карно:

Тепло q_1 отводится от хладоагента в изотермическом процессе 1-4, то $q_1 = T_1(s_4 - s_1)$, а тепло q_2 отводится к хладоагенту на изотермическом процессе 2-3, то $q_2 = T_2(s_3 - s_2)$. То

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

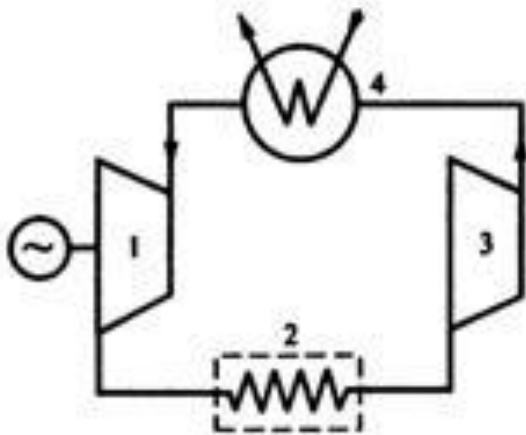
Процессы 1-2 и 3-4 адиабатные поэтому $s_2 = s_1$ и $s_4 = s_3$, тогда

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

13.3. Цикл воздушной холодильной установки (цикл Лоренца)

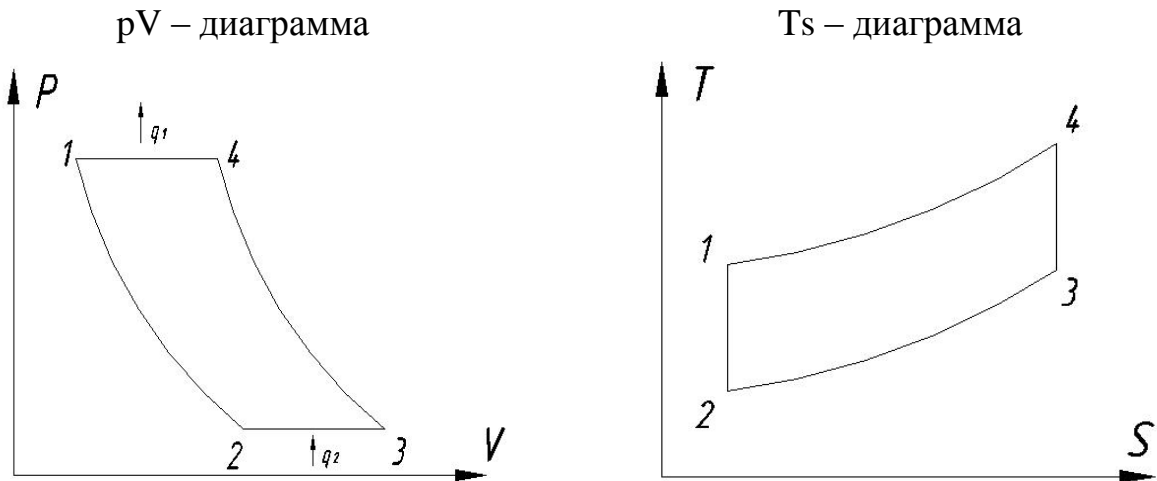
Воздушная холодильная установка была одним из первых типов холодильных установок, применяемых на практике.

Схема воздушной холодильной установки



Хладоагент (воздух) 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. 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 ($p_1 = \text{const}$).



- 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, равно

$$q_2 = h_3 - h_2,$$

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

$$q_1 = h_4 - h_1.$$

Считая воздух идеальным газом с постоянной теплоемкостью, получаем

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

Подставим эти значения в формулу для холодильного коэффициента, получим

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{c_p(T_3 - T_2)}{c_p(T_4 - T_1) - c_p(T_3 - T_2)}, & \varepsilon &= \frac{(T_3 - T_2)}{(T_4 - T_1) - (T_3 - T_2)}, \\ \varepsilon &= \frac{(T_3 - T_2)}{(T_3 - T_2) \left(\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} - 1 \right)}, & \varepsilon &= \frac{1}{\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} - 1}. \end{aligned}$$

Для адиабатного процесса 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

и аналогично для процесса 1-2

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

Поскольку для изобарных процессов 4-1 и 2-3 $p_1 = p_4$ и $p_2 = p_3$.

Тогда

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{T_1}{T_2}$$

и

$$\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Подставляем и получим

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1}$$

или

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

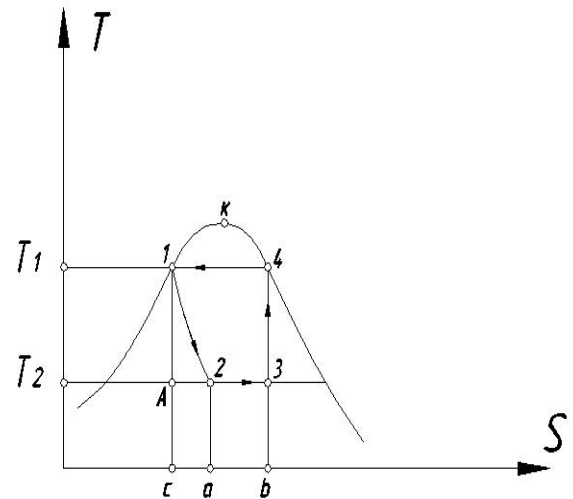
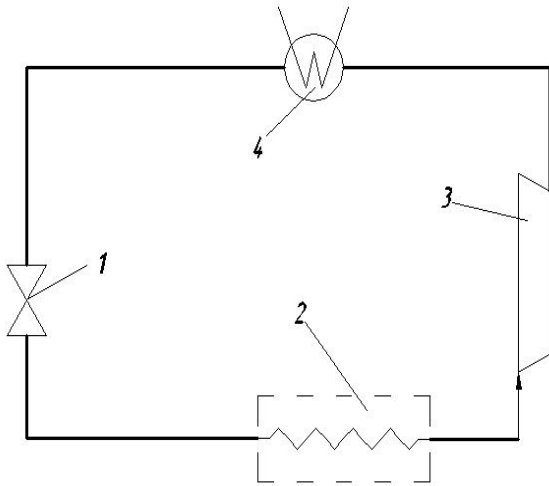
$$\text{Так же } \varepsilon = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}.$$

13.4. 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°C . в это смысле подобный цикл напоминает теплосиловой цикл Ренкина, осуществляемый во влажном паре также с целью обеспечения изотермических процессов подвода и отвода тепла.

Схема и T-s диаграмма холодильной установки, осуществляющей цикл с влажным паром изображены на следующих рисунках.

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. Процесс конденсации происходит по изобаре-изотерме 4-1, 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.

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.

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

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

13.5. Дросселирование

Если на пути струи газа или жидкости, протекающих в трубе или по какому-либо другому каналу, встречается препятствие, приводящее к внезапному резкому сужению поперечного сечения струи, а затем сечение струи увеличивается, то давление протекающего газа (жидкости) за препятствием всегда оказывается меньшим, чем перед ним. Такое препятствие называют местным сопротивлением (дроссельной диафрагмой).

Эффект падения давления струи рабочего тела в процессе протекания через сужения в канале называется дросселированием.

В процессе дросселирования к рабочему телу может подводиться тепло. Рассмотрим процесс адиабатного дросселирования, в котором к газу (жидкости) не подводится и от него не отводится тепло.

Эффект Джоуля-Томсона

В реальных газах при расширении на увеличение расстояния между молекулами затрачивается работа. Это вызывает изменение температуры. Отношение изменения температуры реального газа при адиабатном

дросселировании к изменению давления называется эффектом Джоуля-Томсона. Для идеального газа эффект Джоуля-Томсона равен нулю.

Для реального газа при совершении работы проталкивания $p_2v_2 - p_1v_1$, $p_2 < p_1$, $v_2 > v_1$. Следовательно, работа проталкивания может быть положительной, отрицательной или равной нулю.

Так как $h_1 = h_2$, т.е. $u_1 + p_1v_1 = u_2 + p_2v_2$, или $u_1 - u_2 = p_2v_2 - p_1v_1$.

Таким образом, работа проталкивания совершается за счет убыли внутренней энергии. Внутренняя энергия реального газа состоит из кинетической составляющей E_k , являющейся функцией только температуры и потенциальной E_i , определяемой положением молекул и зависящей от температуры и объема.

При дросселировании потенциальная составляющая всегда увеличивается, так как объем удельный увеличивается.

Если $p_2v_2 - p_1v_1 = 0$, т.е. $u_1 - u_2 = 0$, то увеличение потенциальной составляющей сопровождается уменьшением кинетической. Следовательно, происходит охлаждение газа и $T_2 < T_1$. Еще больше газ охлаждается при положительной внешней работе, т.е. $p_2v_2 > p_1v_1$ и $u_2 < u_1$. Как правило $p_2v_2 < p_1v_1$, т.е. внешняя работа отрицательна. При этом возможны три варианта:

- а) $p_2v_2 - p_1v_1 > \Delta E_{\text{п}}$, больше прироста $E_{\text{п}}$, тогда избыток работы пойдет на увеличение кинетической составляющей E_k и газ будет нагреваться $T_2 > T_1$,
- б) $p_2v_2 - p_1v_1 = \Delta E_{\text{п}}$, следовательно, $E_k = \text{const}$ и $T_1 = T_2$. Этот случай называется **инверсией**, а температура – **температурой инверсии** $T_{\text{ин}}$,
- в) $p_2v_2 - p_1v_1 < \Delta E_{\text{п}}$, что приводит, следовательно, к уменьшению кинетической составляющей E_k и охлаждению газа $T_2 < T_1$.

Различают дифференциальный и интегральный температурные эффекты Джоуля-Томсона.

Дифференциальный эффект

$$\alpha_i = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h.$$

Его значение определяется из уравнения

$$dh = c_p dT - \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp.$$

Так как при дросселировании $dh = 0$, то

$$c_p dT = \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp,$$

отсюда

$$\alpha_i = \frac{dT}{dp} = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p}. \quad (13.2)$$

Для идеального газа

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p} = \frac{v}{T},$$

тогда числитель в уравнении (13.1)

$$T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v = T \frac{v}{T} - v = 0,$$

следовательно

$$\alpha_i = \frac{dT}{dp} = 0, \quad T_1 = T_2.$$

Состояние реального газа, при котором в процессе дросселирования $\alpha_i = 0$ называется **инверсией**. Если $T_1 < T_{\text{ин}}$, то газ после дросселирования охлаждается, если $T_1 > T_{\text{ин}}$, то газ нагревается.

При дросселировании давление уменьшается, $dp < 0$, c_p положительная величина. Поэтому знак α_i , а значит и dT зависит от знака числителя в уравнении (13.1) и всегда ему противоположен. В точке инверсии

$$T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v = 0,$$

т.е.

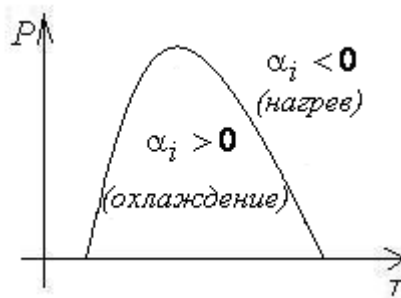
$$T_{\text{ин}} = v \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p. \quad (13.3)$$

Выражение (13.3) – уравнение **кривой инверсии**.

Интегральный температурный эффект Джоуля-Томсона определяется при конечном перепаде давлений

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p} dp.$$

Кривая инверсии в системе координат p, T имеет вид



ЛЕКЦИЯ 14

Тема: Термодинамический КПД и холодильный коэффициент

Вопросы:

1. Общие сведения
2. Методы сравнения термических КПД обратимых циклов
3. Метод КПД в анализе необратимых циклов

14.1. Общие сведения

Теплосиловые установки – производимая работа отдается внешнему потребителю. Холодильные установки – для осуществления цикла затрачивается работа, подводимая извне. При оценке эффективности теплосиловой установки определяются

1. КПД обратимого цикла и параметры от которых он зависит.
2. величину необратимых потерь в реальном цикле, их распределение по элементам цикла.

КПД обратимого цикла называют термическим КПД η_t , а КПД реального цикла – внутренним КПД $\eta_i^ц$.

Внутренний КПД позволяет оценить эффективность теплосиловых установок, но не степень необратимости.

Для этой цели служит внутренний относительный КПД $\eta_{oi}^ц$, он показывает, насколько действительный цикл уступает обратимому (долю внутреннего КПД в термическом)

$$\eta_{oi}^ц = \frac{\eta_i^ц}{\eta_t}$$

Для учета остальных тепловых, механических и других потерь применяется эффективный КПД $\eta_e^{уст}$ – отношение работы, отданной потребителю к количеству подведенного тепла.

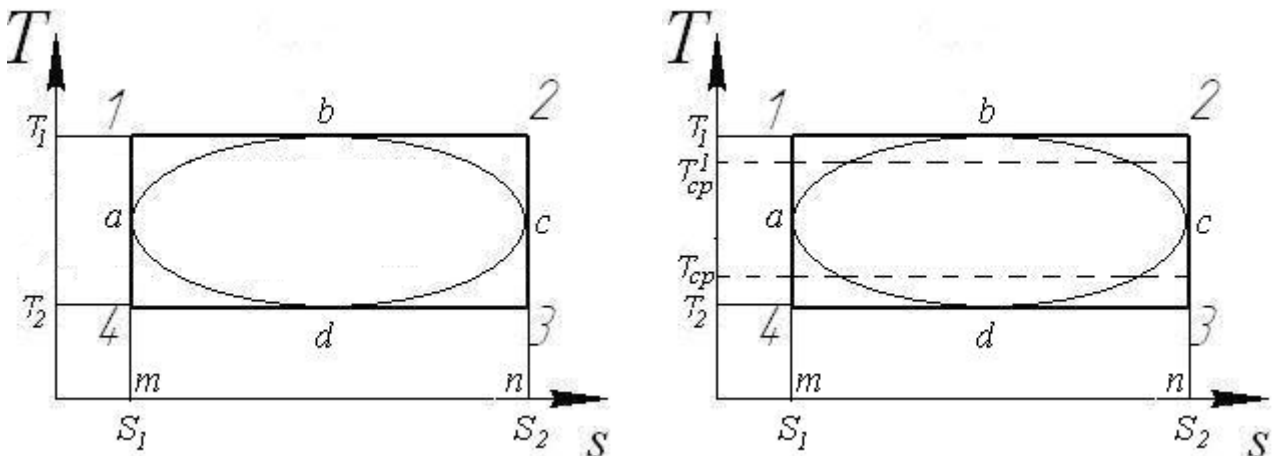
Эффективность теплосиловой установки может оцениваться также по величине потерь работоспособности в каждом из основных элементов установки. Для этого служат два метода – энтропийный и эксергетический.

14.2. Методы сравнения термических КПД обратимых циклов

Методы сравнения термических КПД обратимых циклов:

1 способ заключается в том, что произвольный обратимый цикл тем совершеннее, чем его термический КПД η_t ближе к термическому КПД цикла Карно η_t^k . Однако прямые вычисления η_t иногда бывают громоздкими.

2 способ заключается в использовании коэффициента заполнения цикла, т.е. величину $\frac{\text{пл.}abcd}{\text{пл.}1234}$.



Из двух цикло совершеннее тот, у которого больше коэффициент заполнения.

3 способ основан на определении термического КПД η_t по средним температурам подвода и отвода тепла в цикле.

Тепло, подведенное к рабочему телу q_1 – пл. $mabc$

$$q_1 = \int_{abc} T ds.$$

Отводимое тепло q_2 – пл. $madcnm$

$$q_2 = \int_{adc} T ds.$$

Среднеинтегральная температура подвода $T_{1cp} = \frac{\int_{abc} T ds}{s_2 - s_1}$ и $T_{2cp} = \frac{\int_{adc} T ds}{s_2 - s_1}$.

Из этих соотношений видно, что T_{cp} – температура такого изотермического процесса, для которого подвод (отвод) тепла приводит к такому же изменению энтропии, что и в исследуемом процессе.

Т.е.

$$q_1 = T_{1cp}(s_2 - s_1)$$

$$q_2 = T_{2cp}(s_2 - s_1).$$

Отсюда

$$\eta_t = \frac{T_{1cp} - T_{2cp}}{T_{1cp}}.$$

Следовательно, термический КПД η_t произвольного обратимого цикла, проводимого в интервале равен η_{tk} , проводимого в более узком интервале T_{1cp} и T_{2cp}

14.3. Метод КПД в анализе необратимых циклов

Любая теплосиловая установка состоит из устройства, где производится работа при расширении рабочего тела и устройства, в котором за счет подвода работы осуществляется сжатие рабочего тела.

Как отмечалось ранее, реальные процессы сжатия и расширения газа или жидкости всегда сопровождаются необратимыми потерями.

С учетом необратимых потерь внутреннего относительного КПД двигателя равен:

$$\eta_{oi}^{расш} = \frac{l_{расш}^{действ}}{l_{расш}^{теор}},$$

где $l_{расш}^{действ}$, $l_{расш}^{теор}$ – действительная и теоретическая работы расширения соответственно.

Аналогичным образом в устройствах, с помощью которых осуществляется сжатие рабочего тела, работа, подводимая к этому устройству от внешнего источника, вследствие наличия необратимых потерь всегда будет больше, чем работа, которая была бы затрачена на сжатие при отсутствии этих потерь.

Отношение этих величин, характеризующие степень обратимости процесса в аппарате, сжимающем рабочее тело, будем называть внутренним относительным КПД этого аппарата:

$$\eta_{oi}^{сж} = \frac{l_{сж}^{действ}}{l_{сж}^{теор}}.$$

Величины внутреннего относительного КПД машин и аппаратов определяются экспериментально.

Поскольку работа цикла $l_{ц}$ равна разности работы, производимой в процессе расширения, $l_{расш}$, и работы, подводимой к аппарату, в котором осуществляется сжатие рабочего тела, $l_{сж}$, то работа, производимая в обратимом цикле, может быть выражена уравнением

$$l_{ц}^{обр} = l_{расш}^{теор} - l_{сж}^{теор},$$

а необратимого

$$l_{\text{ц}}^{\text{действ}} = l_{\text{расш}}^{\text{действ}} - l_{\text{сж}}^{\text{действ}}, \text{ или } l_{\text{ц}}^{\text{действ}} = l_{\text{расш}}^{\text{теор}} \cdot \eta_{oi}^{\text{расш}} - \frac{l_{\text{сж}}^{\text{теор}}}{\eta_{oi}^{\text{сж}}}.$$

Тогда для цикла в целом внутреннего относительного КПД

$$\eta_{oi}^{\text{ц}} = \frac{l_{\text{расш}}^{\text{теор}} \cdot \eta_{oi}^{\text{расш}} - \frac{l_{\text{сж}}^{\text{теор}}}{\eta_{oi}^{\text{сж}}}}{l_{\text{расш}}^{\text{теор}} - l_{\text{сж}}^{\text{теор}}}.$$

Если $l_{\text{сж}} \ll l_{\text{расш}}$ (в некоторых паровых циклах), то можно пренебречь величиной работы, затрачиваемой на привод аппарата, осуществляющего сжатие рабочего тела $l_{\text{сж}}$, по сравнению с величиной работы, производимой при расширении рабочего тела в машине $l_{\text{расш}}$, то $\eta_{oi}^{\text{ц}} \approx \eta_{oi}^{\text{расш}}$.

Внутренний КПД цикла

$$\eta_{oi}^{\text{ц}} = \frac{l_{\text{расш}}^{\text{теор}} \cdot \eta_{oi}^{\text{расш}} - \frac{l_{\text{сж}}^{\text{теор}}}{\eta_{oi}^{\text{сж}}}}{q_1}.$$

Для учета потерь во всех элементах установки используют абсолютный эффективный КПД установки в целом $\eta_e^{\text{уст}}$. Перемножив между собой все эти эффективные коэффициенты полезного действия отдельных элементов установки и внутренний абсолютный КПД цикла, получим эффективный КПД установки в целом $\eta_e^{\text{уст}}$

$$\eta_e^{\text{уст}} = \eta_t \eta_{oi}^{\text{ц}} \prod_j^n \eta_{ei},$$

где $\prod_j^n \eta_{ei}$ – произведение эффективного КПД всех элементов установки.

Эффективный КПД теплосиловой установки показывает, какая доля тепла q_1 преобразована в работу, отданную потребителю.

$$l_{\text{полезн}} = \eta_e^{\text{уст}} \cdot q_1.$$

Величина

$$\Delta q = (1 - \eta_e^{\text{уст}}) q_1$$

представляет собой долю тепла, не превращенную в работу. Величина Δq включает в себя как тепло q_2 , передаваемое холодному источнику, так и потери тепла $\Delta q_{\text{пот}}$, обусловленные необратимостью процессов в отдельных

элементах установки, потерями тепла в окружающую среду и т.д. Тогда величина потерь

$$\Delta q_{\text{пот}} = l_{\text{ц}}^{\text{обр}} - l_{\text{полезн}} = (\eta_t - \eta_e^{\text{уст}}) \cdot q_1.$$

С точки зрения термодинамического совершенства всячески стремиться к повышению абсолютного эффективного КПД установки.

ЛЕКЦИЯ 15

Тема: Термодинамика потока. Течение газов

Вопросы:

1. Располагаемая работа газа
2. Скорость истечения и расход газа
3. Истечение из суживающихся сопел
4. Исследование процесса истечения
5. Комбинированные сопла
6. Истечение при наличии трения

15.1. Располагаемая работа газа

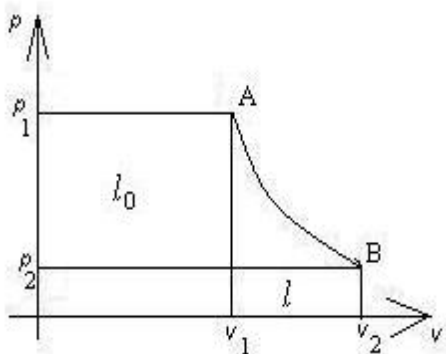
Располагаемая работа газа при адиабатном течении, без подвода теплоты извне $dl_0 = dw^2/2 = wdw = -vdp = -dh$.

Если при течении процесса давление будет постоянным $dp = 0$, то располагаемая работа $l_0 = 0$, $w_1 = w_2$.

Каналы, в которых происходит расширение газа с уменьшением давления ($dp < 0$) и увеличением скорости ($dw > 0$), называются **соплами**.

Каналы, в которых происходит сжатие газа с увеличением давления ($dp > 0$) и уменьшением скорости ($dw < 0$), называются **диффузорами**.

Из этой же формулы следует, что приращение кинетической энергии равно технической работе, которая была бы совершена в аналогичном статическом процессе, уравнение которого совпадает с уравнением процесса движущегося элемента потока. Это и является основанием для изображения процессов течения в термодинамических диаграммах (pv , Ts , hs).



Если процесс изменения состояния газа при его течении без трения изобразить линией на pv -диаграмме, то для процесса истечения А-В располагаемая работа, равна

$$l_0 = - \int_{p_2}^{p_1} v dp$$

изобразится в виде площади, ограниченной кривой процесса, линиями $p = p_1$ и $p = p_2$ и осью ординат.

Работа расширения газа $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ изображается площадью под кривой

процесса, которая ограничена крайними ординатами и осью абсцисс.

В зависимости от вида процесса значение располагаемой работы может быть подсчитано на основе общих термодинамических положений. Располагаемая работа в адиабатном процессе, в котором изменение состояния подчиняется уравнению $pv^k = \text{const}$, после подстановки значение текущего объема $v = p_1^{1/k} v_1 / p^{1/k}$ определится по формуле

$$l_0 = - \int_{p_2}^{p_1} p_1^{1/k} v_1 \frac{dp}{p^{1/k}} = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1/k} \right].$$

Работа расширения для адиабатного процесса определяется по формуле

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

Сравнение с располагаемой работой приводит к равенству $l_0 = kl$.

Для адиабатного течения газа располагаемая работа может быть определена и через энтальпию газа. Используя уравнение для располагаемой работы, видим, что $dl_0 = -dh$. Интегрируя это выражение, получим

$$l_0 = - \int_{h_1}^{h_2} dh = h_1 - h_2.$$

Следовательно, располагаемая работа газа при адиабатном течении равна разности энтальпий в начальном и конечном состояниях.

15.2. Скорость истечения и расход газа

Скорость истечения газа через сопло при условии, что параметры газа на входе равны p_1, v_1, T_1 , а на выходе - p_2, v_2, T_2 , может быть найдена в общем случае путем интегрирования уравнения для располагаемой работы.

Располагаемая работа газа $l_0 = (w_2^2 - w_1^2)/2$, где w_1 и w_2 – скорость газа в начале и конце процесса. Если пренебречь начальной скоростью газа (в ряде практических случаев это можно сделать), то скорость в конце истечения $w_2 = w$ определяется по формуле $w = \sqrt{2l_0}$.

Подставляя в эту формулу значение располагаемой работы при адиабатном течении газа, получим формулу для определения скорости при обратимом адиабатном расширении

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1/k} \right]}, \text{ или } w = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2h_0}. \quad (15.1)$$

Как видно из последних формул, скорость истечения определяется состоянием газа на входе в сопло и его конечным давлением на выходе или разностью энтальпий на входе и выходе из сопла h_0 .

При истечении газа в вакуум ($p_2 = 0$) скорость истечения должна быть максимальной $w_{\max} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1}$.

Массовый расход газа через сопло может быть подсчитана по уравнению неразрывности $\dot{m} = F_2 w / v_2$, где F_2 – площадь выходного сечения сопла; v_2 – удельный объем газа в этом сечении. Из уравнения адиабаты $p_2 v_2^k = p_1 v_1^k$ имеем $v_2 = v_1 (p_1 / p_2)^{1/k}$.

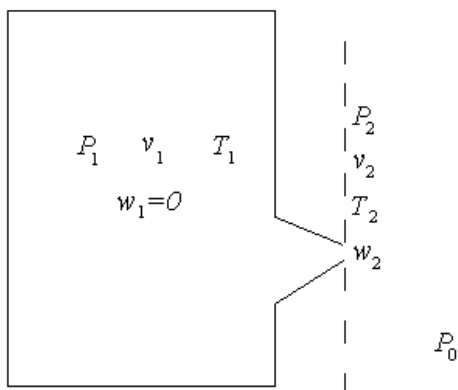
Массовый расход газа через сопло после подстановки в него скорости истечения и удельного объема

$$\dot{m} = F_2 \frac{p_1}{\sqrt{RT_1}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1/k} \right]}. \quad (15.2)$$

Как видно из последнего уравнения, расход газа зависит от площади выходного сечения сопла, параметров газа на входе p_1, v_1, T_1 и давления в выходном сечении.

15.3. Истечение из суживающихся сопел

Рассмотрим истечение из резервуара бесконечно большого объема через суживающееся сопло и проанализируем скоростные и расходные характеристики потока.



Пусть в резервуаре, размеры которого достаточно большие, находится газ, вытекающий через суживающееся сопло. Обозначим параметры газа в резервуаре через p_1, v_1, T_1 . значения этих параметров из-за размеров резервуара не должны меняться с течением времени.

Начальную скорость газа в резервуаре примем равной нулю ($w_1 = 0$). Температуру, удельный объем, давление и скорость на выходе (срезе) сопла обозначим через p_2, v_2, T_2, w . Давление внешней среды, куда происходит истечение, обозначим через p_0 . При так называемом расчетном режиме истечения $p_0 = p_2$, т.е. давление на срезе сопла должно в процессе истечения равняться давлению окружающей среды. Если в рассматриваемом случае истечение газа является обратимым и адиабатным, то скорость и расход газа через сопло можно определить из уравнений (14.1) и (14.2) полученных ранее.

При истечении газа из резервуара можно получить максимальный расход газа. Его значение определится давлением на срезе сопла. Для определения максимального расхода возьмем первую производную от выражения, стоящего в квадратных скобках уравнения (14.2) и приравняем ее нулю. В результате

соответствующих преобразований получим
$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}.$$

Отношение давлений p_2/p_1 называется **критическим** и обозначается через $\beta_{кр}$, оно соответствует критическому давлению на срезе сопла $p_{кр}$ и

удельному объему $v_{кр}$:
$$\beta_{кр} = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)}.$$

Критическое отношение давлений зависит только от физических свойств газа, точнее от его показателя адиабаты. Для двухатомных газов при $k = 1,4$, $\beta_{кр} = 0,528$.

Подставляя в общую формулу массового расхода значение $\beta_{кр}$, при котором расход будет максимальным, получим

$$\dot{m}_{\max} = F \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{2/(k-1)} \frac{p_1}{v_1}}.$$

Максимальному расходу соответствует **критическая скорость** $w_{кр}$.

Критическая скорость наступает только тогда, когда перепад давлений

$$\Delta p = p_1 - p_{кр} = p_1 (1 - \beta_{кр}).$$

Подставляя в формулу для потока скорости значение $\beta_{кр}$ получим

$$w_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1}.$$

Таким образом, значение критической скорости для определенного рабочего тела зависит от параметров в начальном состоянии. Критическая скорость истечения представляет собой максимальную скорость истечения газа через суживающееся сопло при определенном начальном состоянии газа.

Так как для критического сечения справедливы соотношения

$$p_1 = p_{\text{эδ}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} ; v_1 = v_{\text{эδ}} \left(\frac{p_{\text{эδ}}}{p_1} \right)^{1/k} = v_{\text{эδ}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)},$$

то, подставляя эти значения формулу, получим после преобразований

$$w_{\text{кр}} = \sqrt{k p_{\text{кр}} v_{\text{кр}}}.$$

Критическая скорость истечения равна скорости звука в выходном сечении сопла, т.е. местной скорости звука.

Скорость распространения звука определяется по формуле Лапласа

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s} = \sqrt{-v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s}.$$

Для идеального газа отношение $(\partial p / \partial v)_s$ можно найти из дифференциального уравнения адиабаты $k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0$.

В итоге получим $a = \sqrt{k p / \rho} = \sqrt{k p v} = \sqrt{k R T}$.

В рассматриваемом случае скорость не может превысить критическую, и скорость газа, равная скорости звука, может иметь место только в минимальном (выходном) сечении сопла

$$F_{\text{min}} = \dot{m}_{\text{max}} \sqrt{\left[\left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \frac{p_1}{v_1}} \right]}.$$

15.4. Исследование процесса истечения

Рассмотрим условия перехода через критическую скорость.

Уравнение неразрывности $Fw = \dot{m}v$ после дифференцирования имеет вид $Fdw + w dF = \dot{m}dv$. Поделив обе части на Fw , получим

$$\frac{dw}{w} + \frac{dF}{F} = \frac{\dot{m}dv}{Fw} = \frac{dv}{v},$$

или

$$\frac{dF}{F} = \frac{dv}{v} - \frac{dw}{w}. \quad (15.3)$$

Уравнение адиабаты $\frac{dp}{p} + k \frac{dv}{v} = 0$, откуда $\frac{dv}{v} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p}$.

Из уравнения $dl_0 = dw^2 / 2 = w dw = -v dp$

$$d \left(\frac{w^2}{2} \right) = -v dp, \quad w dw = -v dp,$$

или после деления на w^2 $\frac{dw}{w} = -\frac{vdp}{w^2}$.

Подставив значение dv/v и dw/w в уравнение (14.3), имеем

$$\frac{dF}{F} = \left(\frac{v}{w^2} - \frac{1}{kp} \right) dp = \frac{kp v - w^2}{kp w^2} dp.$$

В этом уравнении $kp v = a^2$, где a – скорость звука в газе, следовательно,

$$\frac{dF}{F} = \frac{a^2 - w^2}{kp w^2} dp.$$

Так как для сопел $dp < 0$, $dw > 0$ и, если скорость истечения меньше скорости звука, $a^2 - w^2 > 0$, то сопло должно быть суживающимся в направлении движения газа ($dF < 0$).

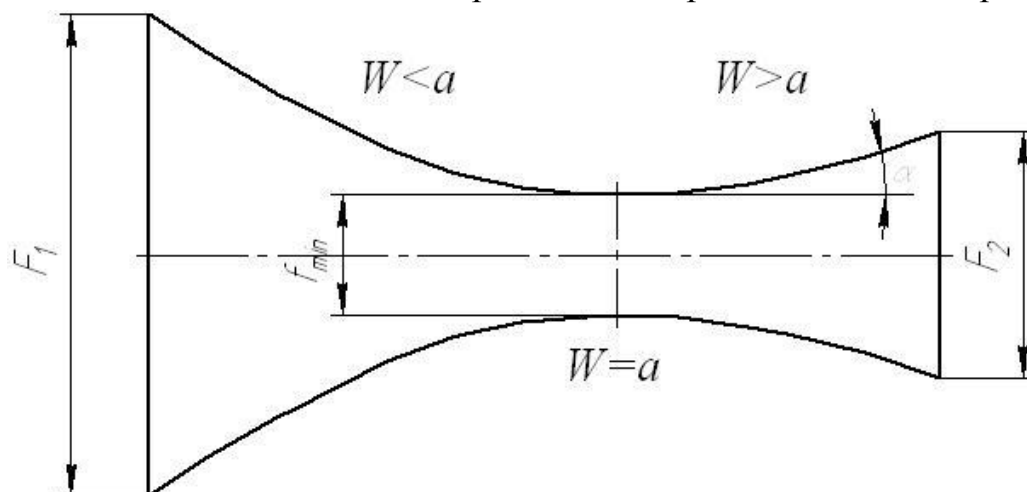
Если скорость истечения больше скорости звука $a^2 - w^2 < 0$, то сопло должно быть расширяющимся в направлении движения газа ($dF > 0$).

Место перехода суживающейся части в расширяющуюся – самое узкое сечение, в котором $w = w_{кр} = a$.

15.5. Комбинированные сопла

Проведенный анализ показывает, что скорость газа $w > a$ может быть получена в комбинированном сопле, состоящем из суживающейся и расширяющейся частей. Такое сопло называется соплом Лавала.

Суживающаяся конфузурная часть сопла Лавала работает при дозвуковой скорости ($w < a$), а расширяющаяся диффузурная – при сверхзвуковой скорости ($w > a$). В наименьшем сечении скорость потока равна местной скорости звука.



Рассмотрим изменение скорости и площади поперечного сечения в зависимости от изменения давления по длине сопла. Для удобства такого

анализа воспользуемся формулами (*) и (**) и представим их в безразмерном виде. Для этого скорость потока

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1/k} \right]}$$

поделим на величину $\sqrt{RT_1}$. Безразмерное отношение $w/\sqrt{RT_1}$ назовем **параметром скорости**.

$$\text{Расход газа через сопло } \dot{m} = \frac{Fw}{v} = \frac{Fwp_2}{RT_2}$$

Умножим и поделим правую часть равенства на p_1/T_1 , тогда

$$\dot{m} = \frac{Fwp_1}{RT_1} \frac{p_2}{p_1} \frac{T_1}{T_2}$$

Так как связь между давлением и температурой может быть определена по уравнению адиабаты для изоэнтропного течения газа, то

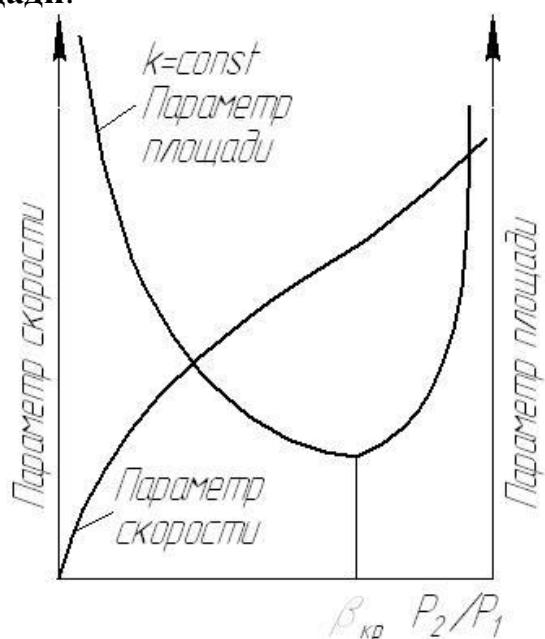
$$\dot{m} = \frac{Fwp_1}{\sqrt{RT_1}} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/k}$$

После подстановки значения скорости потока в последнее уравнение получим

$$\dot{m} = \frac{Fp_1}{\sqrt{RT_1}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k+1/k} \right]}$$

Безразмерное отношение $\frac{F}{(\dot{m}/p_1)\sqrt{RT_1}} = \frac{F}{\dot{m}\sqrt{v_1/p_1}}$ назовем **параметром**

площади.



На рисунке представлены зависимости параметров скорости и площади в функции отношения давления p_2/p_1 . Как видно из графика, параметр поперечного сечения вначале уменьшается. Это объясняется тем, что скорость растет быстрее, чем удельный объем.

Так продолжается до сечения, в котором $p_2/p_1 = \beta_{кр}$. В этом сечении устанавливается критическое давление и скорость принимает значение скорости звука. При дальнейшем построении этой кривой по последней формуле параметр площади, а следовательно, и площадь поперечного сечения будут расти; увеличивается и параметр скорости.

Расширяющаяся часть сопла Лавалья создает условия для получения сверхзвукового потока, которые не могут быть созданы только понижением давления в среде, куда происходит истечение. Расчет комбинированного сопла сводится к определению проходных сечений сопла f_{min} и F_2 при заданном расходе \dot{m} и угле расширения сопла α , обеспечивающем безотрывное течение газа.

Профилирование проточной части сопла достигается лишь различным распределением давлений внутри сопла, но расход при этом в выходном сечении всегда остается постоянным. Таким образом, для того чтобы полностью расширить газ до давления окружающей среды (расчетный режим работы сопла), нужно при $p_2 \geq p_{кр}$ сопло делать суживающимся.

Если в суживающемся сопле давление $p_2 < p_{кр}$, то газ расширяется до давления в окружающей среде, но его расширение от давления $p_{кр}$ до p_2 будет происходить за соплом и кинетическая энергия газа полностью не может быть использована. Для полного преобразования энергии давления в кинетическую энергию при $p_2 < p_{кр}$ должно применяться сопло Лавалья.

15.6. Истечение при наличии трения

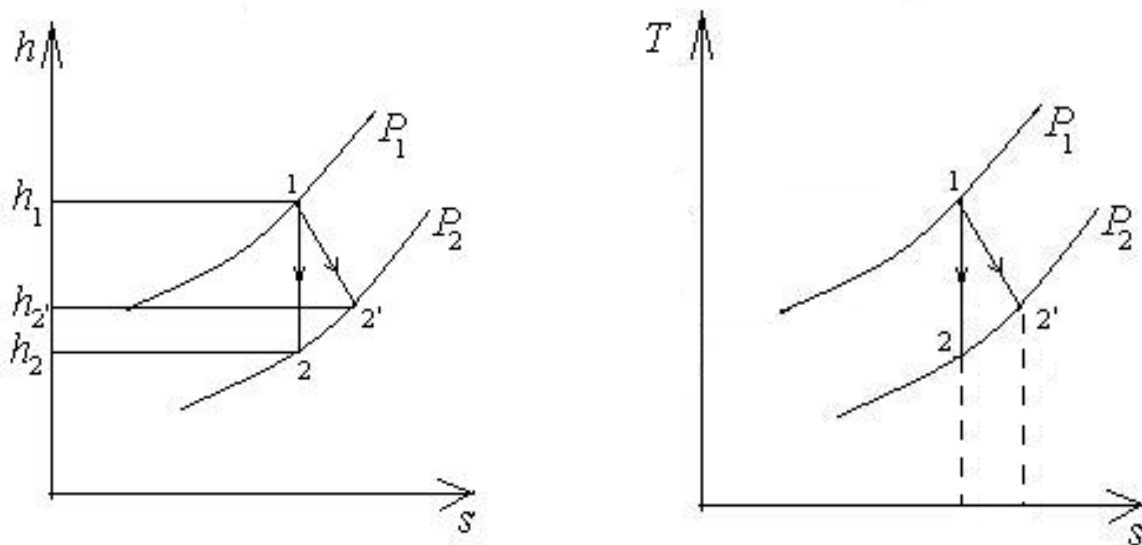
При наличии трения в потоке, разделив $dq = dh + \frac{dw^2}{2}$ на $dq_{вн}$ – количество теплоты, подводимое к газу извне, и на $dq_{тр}$ – количество теплоты, выделившееся в результате трения, и при условии, что $dq_{вн} = 0$, $dl_{тех} = 0$, $dq_{тр} = dl_{тр}$, закон сохранения энергии можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} -vdp + d\left(\frac{w^2}{2}\right) &= dl_{тр} \\ dq_{тр} &= dh - vdp \end{aligned} \right\}$$

К этим двум уравнениям необходимо добавить неравенство $ds > 0$, так как реальное адиабатное изменение состояния всегда сопровождается возрастанием энтропии.

Адиабатный процесс течения с трением является необратимым процессом. Изобразить его на диаграммах можно, если предположить, что работа трения при течении весьма быстро превращается в изменение

энтальпии, вызывая изменение других параметров. Можно представить такой процесс, полагая, что теплота трения подводится как бы извне, например на hs -диаграмме линией 1-2'



Теплота трения при отсутствии теплообмена с окружающей средой усваивается потоком газа, при этом часть теплоты трения идет на работу расширения и преобразуется в энергию движения газа (пл.122'). Остальная часть представляет собой потерю работы (кинетической энергии) и изображается пл. 2'243. все теплота трения, выделившаяся в потоке, равна пл.12'341.

Из рисунка видно, что тепловой перепад $h_0 = h_1 - h_2$ при наличии трения меньше, а следовательно, и скорость истечения будет меньше, чем в случае течения без сопротивления. Потеря энергии, вызываемая внутренним сопротивлением, определяется по формуле $h_2 - h_{2'} = \frac{\Delta w_2^2}{2} = \frac{w_2^2}{2} - \frac{w_{2'}^2}{2} = \xi \frac{w_2^2}{2}$, где ξ – коэффициент потери энергии.

Если обозначить $w_{2'}/w_2 = \varphi$ (где φ – коэффициент скорости), то последняя формула будет иметь вид

$$\frac{\Delta w_2^2}{2} = (1 - \varphi^2) \frac{w_2^2}{2}, \quad w_2 = \varphi \sqrt{2(h_1 - h_2) + w_1^2}.$$

Коэффициент скорости для сопл современных турбин $\varphi = 0,95...0,98$.

ЛЕКЦИЯ 16

Тема: Термодинамические процессы в реальных газах и парах

Вопросы:

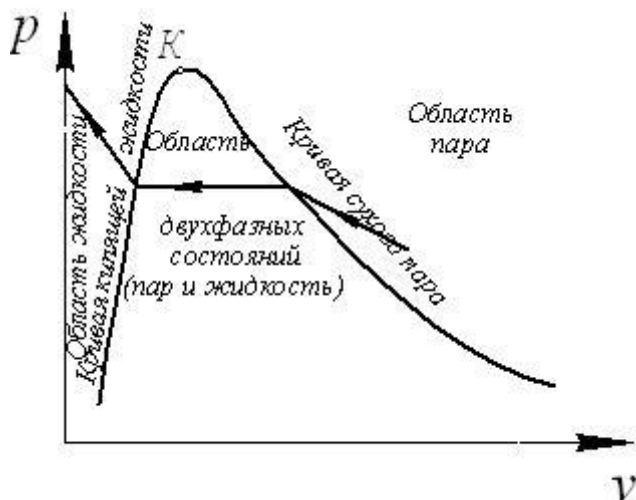
1. Понятие о фазовом переходе
2. Реальный газ. Термодинамические свойства реальных газов

3. Уравнение состояния реальных газов (уравнение Ван-дер-Ваальса)
4. Вириальные уравнения состояния реальных газов
5. Парообразование при постоянном давлении
6. Тройная точка. Фазовые переходы
7. Таблица термодинамических свойств веществ

16.1. 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 p v - диаграмме 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 $v_{кр}$, 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.

16.2. Реальный газ. Термодинамические свойства реальных газов

Как известно, уравнение состояния устанавливает функциональную связь между давлением p , объемом V , температурой T и числом молей n газа в состоянии равновесия. Эта связь может выражаться не только в форме уравнения, но также графически или в виде таблиц, которые часто используются, особенно для практических целей. Самым простым и известным уравнением состояния является уравнение состояния идеального газа

$$pV = nRT$$

где R – универсальная газовая постоянная.

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.

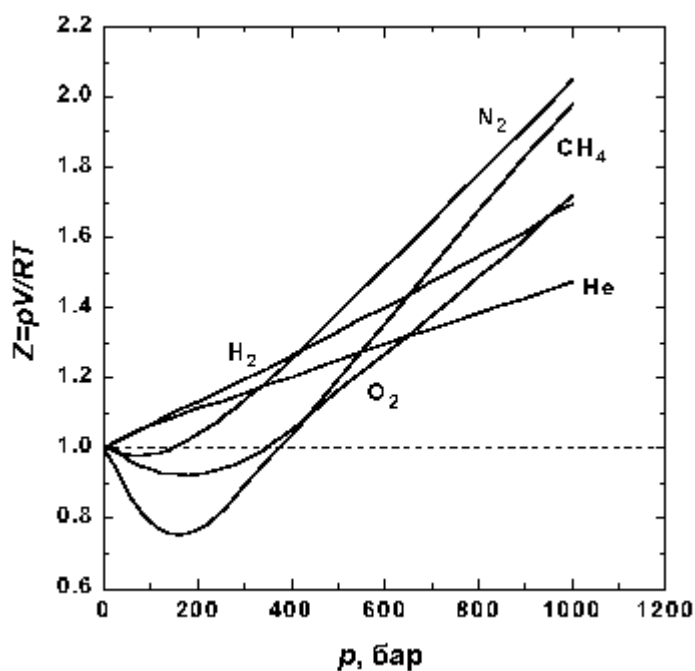
Так, для газов с низкой температурой сжижения (He , H_2 , Ne и даже N_2 , O_2 , Ar , CO , CH_4) при давлениях до 50 атм отклонения не превышают 5%, а при давлениях до 10 атм – 2%. Легко конденсирующиеся газы (CO_2 , SO_2 , Cl_2 , CH_3Cl) уже при 1 атм обнаруживают отклонения до 2 – 3%.

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.

Таблица 1. Мольные объемы газов при 1 атм и 273 К

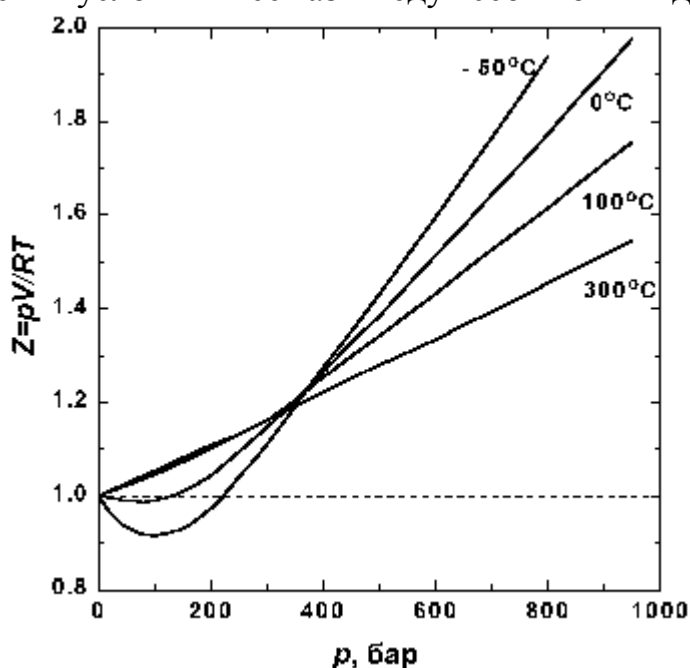
Газ	V_μ , л·моль ⁻¹	Газ	V_μ , л·моль ⁻¹
H_2	22,43	CO_2	22,26
He	22,43	N_2O	22,25
Ne	22,42	H_2O	22,14
F_2	22,42	NH_3	22,08
N_2	22,40	Cl_2	22,02
CO	22,40	SO_2	21,89
O_2	22,39	C_4H_{10}	21,5
CH_4	22,36	O_3	21,6

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



На этом рисунке 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.

Из рисунка 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 этом рисунке 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 .

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.

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

В общем случае все газы в области, близкой к состоянию сжижения, приближенно воспроизводят связь между параметрами состояния по уравнению Клапейрона. Во всех газах с более или менее значительной плотностью нельзя пренебрегать силами сцепления между молекулами, объемом, занимаемым ими, а так же ассоциацией молекул в группы.

Под ассоциацией понимается механическое соединение двух или нескольких молекул в одну сложную. Уменьшение числа самостоятельных частиц, из которых состоит газ, должно привести к возрастанию средней массы молекул газа и уменьшению его давления. Ассоциация значительно усложняет математическое описание состояния реальных газов.

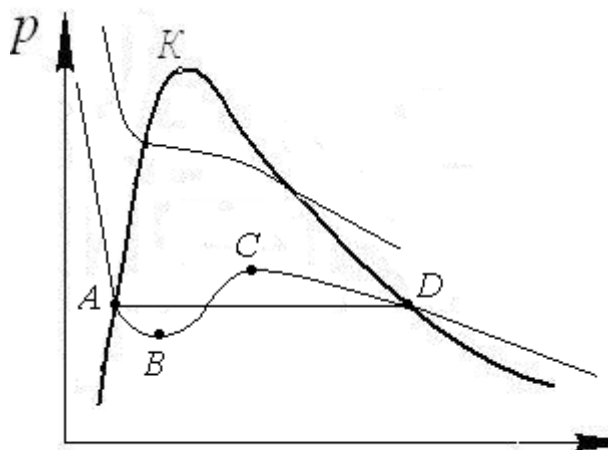
При уменьшении давления и возрастания температуры газа можно пользоваться уравнением состояния идеального газа, за исключением тех случаев, когда в газе под влиянием больших температур наступает изменение химической структуры.

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

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT. \quad (16.1)$$

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

Давление проходит через максимум в точке С.

Затем при дальнейшем уменьшении объема давление падает и проходит через минимум в точке В, а затем резко увеличивается по мере приближения v к b .

При $T = T_{кр}$ максимум и минимум на изотерме сливаются в точке перегиба К. поскольку касательная к изотерме в критической точке идет горизонтально, то для этой точки выполняются условия

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{T_{кр}} = 0; \quad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_{T_{кр}} = 0.$$

Отсюда получим

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\frac{RT}{(v-b)^2} + \frac{2a}{v^3} = 0;$$

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = \frac{2RT}{(v-b)^3} - \frac{6a}{v^4} = 0.$$

Температуру $T_{кр}$ и $v_{кр}$ можно определить из последних уравнений, а давление $p_{кр}$ находится затем из уравнения Ван-дер-Ваальса.

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

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

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

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

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

16.4. Вириальные уравнения состояния реальных газов

Уравнение Ван-дер-Ваальса не позволяет охарактеризовать свойства реального газа в широком диапазоне изменения параметров.

Было предложено достаточно много различных эмпирических уравнений (Битти-Бриджмена, Бенедикт-Ветт-Рубина, Вукалович-Новикова).

Они довольно сложны, хотя и дают ошибку в пределах процента. В настоящее время теоретически обосновано термодинамическое вириальное уравнение, представляющее собой разложение фактора сжимаемости Z в бесконечный ряд по степеням $1/v$

$$Z = \frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B_2(T)}{v} + \frac{B_3(T)}{v^2} + \frac{B_4(T)}{v^3} + \dots,$$

где B_2, B_3, B_4 и т.д. – вириальные коэффициенты, учитывающие взаимодействие двух, трех, четырех и т.д. молекул.

Вириальные коэффициенты зависят только от температуры и могут быть вычислены, если известна зависимость потенциальной энергии взаимодействия молекул U_n от расстояния между ними. При этом вместо точных аналитических зависимостей

$$U_n = f(r)$$

применяют выражения, так называемые потенциалы.

Одним из наиболее распространенных на практике Леннарда – Джонса, по которому энергия отталкивания пропорциональна расстоянию между молекулами в двенадцатой степени, а энергия притяжения – в шестой.

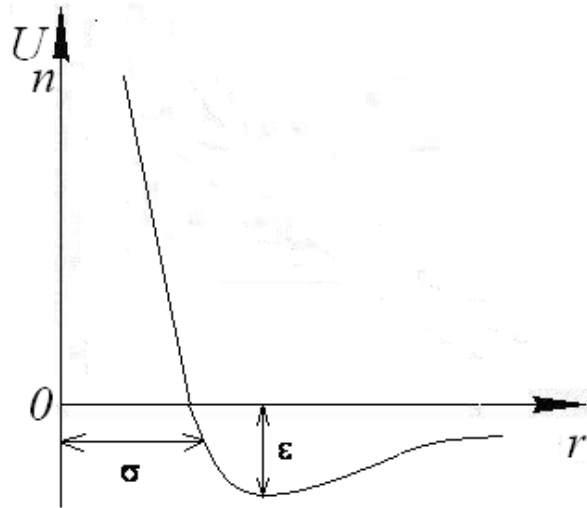
$$U_n = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right],$$

где

r – расстояние между молекулами;

σ – значение r , при котором $U_n = 0$

ε – максимальная энергия притяжения (глубина потенциальной ямы)



Значение σ и ε для каждого газа определяются экспериментально.

При определении свойств малоизученных веществ используется положение о термодинамическом подобии веществ.

Уравнение Ван-дер-Ваальса записывается в виде функции приведенных параметров π , τ , φ

$$\left(\pi + \frac{3}{\varphi^2} \right) (3\varphi - 1) = 8\tau,$$

где $\pi = p/p_{кр}$, $\tau = T/T_{кр}$, $\varphi = v/v_{кр}$ – приведенные давление, температура и объем.

Если записать это уравнение в виде $f(\pi, \tau, \varphi) = 0$, то оно одинаково для всех веществ.

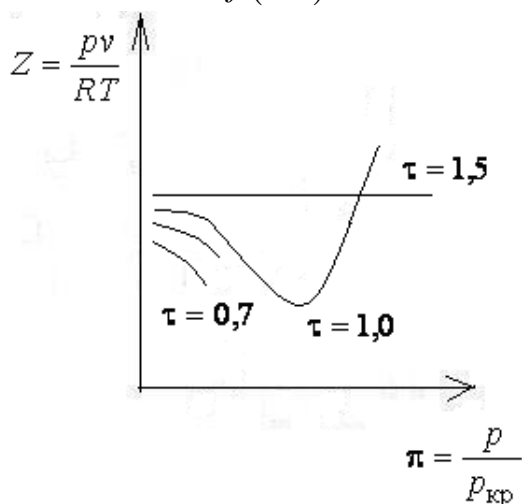
Состояния двух или нескольких веществ, в которых они имеют одинаковые приведенные параметры называются соответственными состояниями. Т.е. вещества находятся в состояниях, пропорционально удаленных от критического.

Закон соответственных состояний

Если вещества подчиняющиеся одному и тому же приведенному уравнению состояния и имеют два одинаковых приведенных параметра, то у них одинаков и третий параметр.

Вещества, подчиняющиеся этому закону называются термодинамически подобными.

В практике закон соответственных состояний часто применяют в виде зависимости $f(\pi, \tau) = 0$.



Для расчетов строят $Z\pi$ -диаграммы по результатам экспериментов для различных веществ. Для малоизученных веществ, зная критические параметры находят π и τ . По диаграмме находят фактор сжимаемости Z .

Удельный объем находят из формулы $v = ZRT / p$.

Точность расчетов не превышает 15%, так как закон соответственных состояний выполняется приближенно.

16.5. Парообразование при постоянном давлении

1 кг жидкости при t_0 находимся 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 .

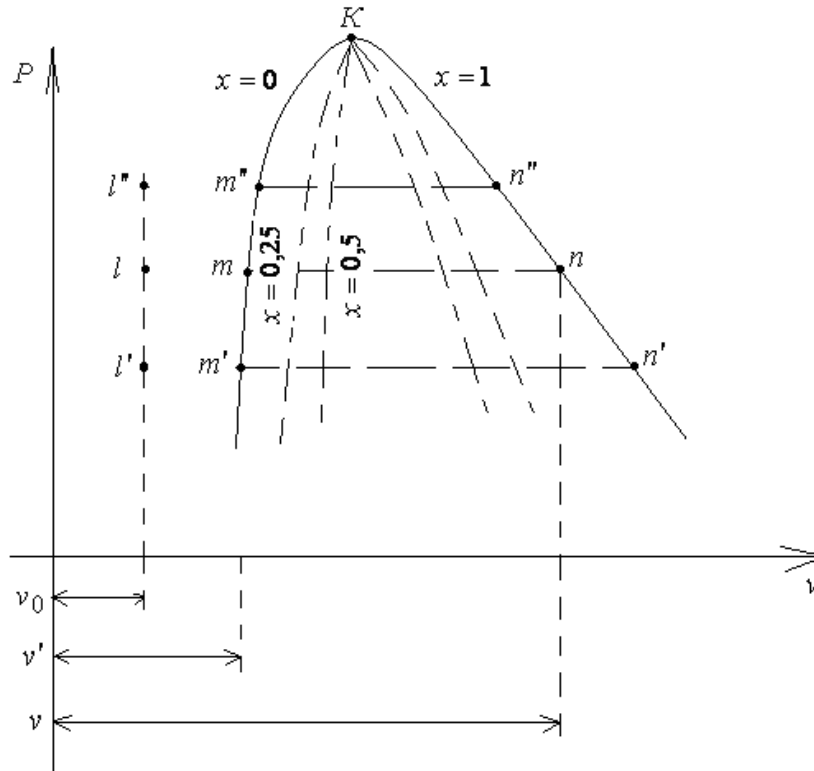
Если при постоянном давлении подводить тепло, то при t_n жидкость начнет превращаться в пар, точка m . Удельный объем из-за нагрева станет v' .

При более высоком давлении процесс парообразования начнет 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_n .



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**.

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

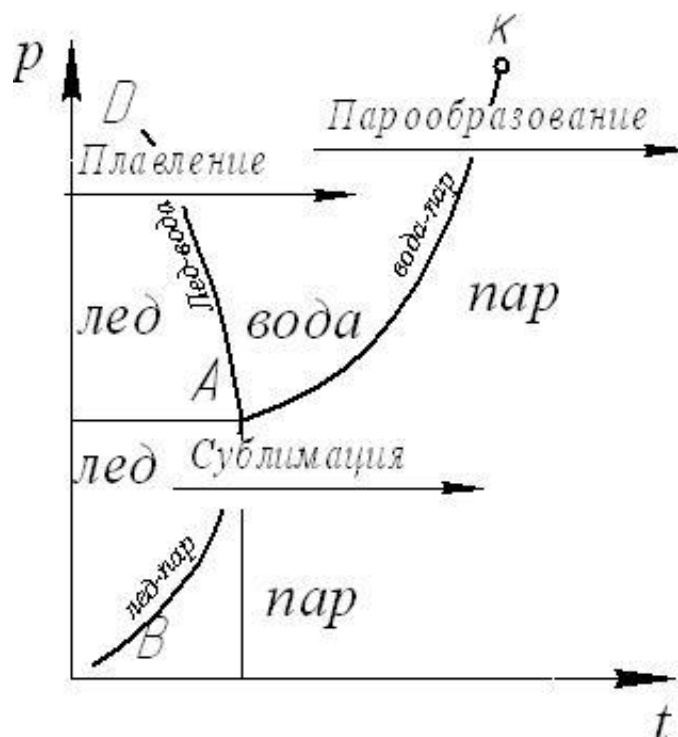
$$x = \frac{m_{с.п.}}{m_{в.п.}}$$

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.

16.6. Тройная точка. Фазовые переходы

В предыдущем вопросе 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. 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.

На pt - диаграмме АК – зависимость между давлением сухого пара и температурой кипения $p = f(t_n)$, 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** $t_{нл}$, 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, $p = f(t_{нл})$.

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.

16.7. Таблица термодинамических свойств веществ

Водяной пар является основным рабочим телом современной теплоэнергетики. Он используется также и во многих технологических процессах, поэтому большое значение имеют исследования термодинамических свойств воды и водяного пара. Данные по свойствам воды и водяного пара, предназначенные для практического использования в различного рода расчетах, обычно суммируются в виде подробных таблиц термодинамических свойств. Эти таблицы рассчитываются, как правило, по уравнениям состояния, коэффициенты которых определены на основе экспериментальных данных. При этом в некоторых областях, наиболее трудных для описания с помощью уравнений состояния (в первую очередь это околокритическая область, а также область вблизи линии насыщения), расчет таблиц часто производится непосредственно по экспериментальным данным с помощью графических и численных методов. В последние годы внимание исследователей сосредоточено на разработке уравнений состояния, пригодных для расчета на электронных вычислительных машинах.

Для численных расчетов на ЭВМ необходимо располагать надежными данными о теплофизических свойствах воды и водяного пара в широкой области давлений и температур. Анализ и обобщение известных теоретических и экспериментальных результатов приводятся в ряде фундаментальных работ, которые проводились в рамках Международной организации по свойствам водяного пара и изложены в книге Ривкин С.Л. В этой книге представлены теплофизические свойства воды и водяного пара. Таблицы термодинамических свойств составлены по Международной системе уравнений 1968 г. для точного описания свойств воды и водяного пара. Международная система уравнений описывает термодинамические свойства обычной воды во всей области параметров от идеально-газового состояния (при нулевом давлении) до давления 100 МПа при температурах от 0 до 800° С. Эта область делится на семь подобластей, пронумерованных от 1 до 7 и показанных в Т, s-диаграмме.

Представленные формулы охватывают область температур от 273К до 1073К и давлений от 10 кПа до 100 МПа. Эти результаты основаны на приближенных формулах для воды и водяного пара для изохорно-изотермического потенциала (функция Гельмгольца) в зависимости от температуры и плотности. Остальные термодинамические величины выражаются через упомянутые потенциалы.

Представление уравнения состояния через потенциал Гельмгольца для численного интегрирования неудобно. Необходима методика для определения любых термодинамических параметров сжимаемой жидкости через удельную внутреннюю энергию и удельный объем.

ЛЕКЦИЯ 17

Тема: Термодинамический анализ процессов в компрессорах

Вопросы:

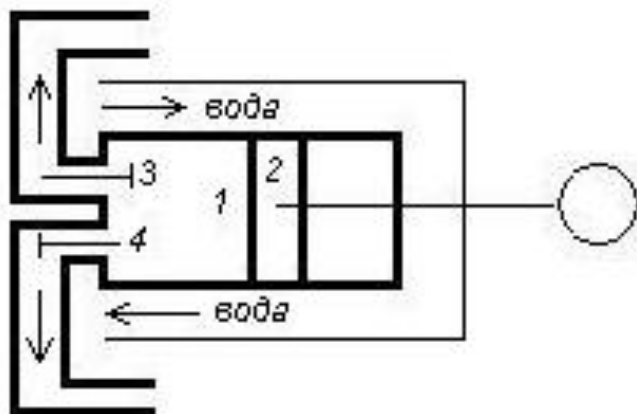
1. Одноступенчатые компрессоры
2. Работа и мощность на привод компрессора
3. Действительный компрессор
4. Многоступенчатый компрессор

17.1. 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.



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.

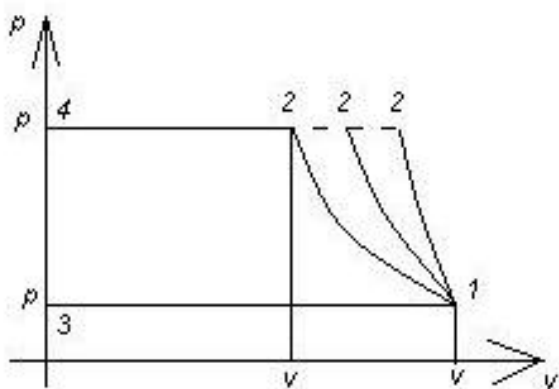
17.2. Работа и мощность на привод компрессора

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.

Индикаторная диаграмма



- 4-1 процесс всасывания
- 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

Затраченная удельная работа определяется так

$$l_k = l_{1-2} + l_{2-3} + l_{3-4} + l_{4-1}$$

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv$$

$$(l_{1-2} < 0, \text{ т.к. } v_1 > v_2)$$

l_{1-2} - площадь под кривой, 1-2 – работа сжатия

$$l_{2-3} = \int_{v_2}^{v_3} p dv = p_2(v_3 - v_2),$$

так как $p_2 = \text{const}$,

то

l_{2-3} - работа затраченная на выталкивание газа.

Так как $v_3 = 0$ (объем газа в цилиндре)

Тогда $l_{2-3} = -p_2 v_2$

$l_{3-4} = 0$,

т.к. 3-4 – изохорный процесс, начало процесса всасывания.

l_{4-1} - работа всасывания

$$l_{4-1} = \int_{v_4}^{v_1} p dv = p_1 v_1 > 0.$$

Суммируем значение l_{1-2} , l_{2-3} , l_{3-4} и l_{4-1}

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

Преобразуем

$$p_1 v_1 - p_2 v_2 = - \int_1^2 d(pv) - \text{техническая работа компрессора (располагаемая}$$

работа).

При наличии трения удельная работа, затраченная на привод компрессора больше теоретической на величину работы против сил трения

$$l_{\text{д}} = l_{\text{ц}} - q_{\text{тр}} = - \int_1^2 v dp - q_{\text{тр}}.$$

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

$$l_{\text{к}} = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} v dp, \text{ т.к. } pv = RT, \text{ тогда } p = \frac{RT}{v}$$

$$l_{\text{к,из}} = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} \frac{R_t}{v} dp = p_1 v_1 - p_2 v_2 + RT \ln \frac{v_2}{v_1}$$

(так как $p_1 v_1 = p_2 v_2$), то

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

При адиабатном сжатии

$$l = \int_1^2 p dv = - \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1)$$

($pv^k = c$, тогда $p = cv^{-k} = \frac{c}{v^k}$)

$$\int_1^2 \frac{cdv}{v^k} = c \frac{v^{-k+1}}{-k+1} \Big|_1^2 = \frac{pv^k \cdot v^{-k+1}}{-k+1} \Big|_1^2 = \frac{pv}{1-k} \Big|_1^2 = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{k-1}.$$

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

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.

Т.к в адиабатном процессе $dq = 0$, то

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 du = \int_1^2 pdv = -\frac{1}{k-1}(p_2v_2 - p_1v_1)$$

и

$$h_1 = u_1 + p_1v_1, \quad h_2 = u_2 + p_2v_2.$$

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

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 изотерме 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

$$\eta_{к} = N_{к} / N_{э},$$

где $N_{э}$ – мощность, потребляемая реальным компрессором.

$$\eta_{к,из} = 0,6 \div 0,76,$$

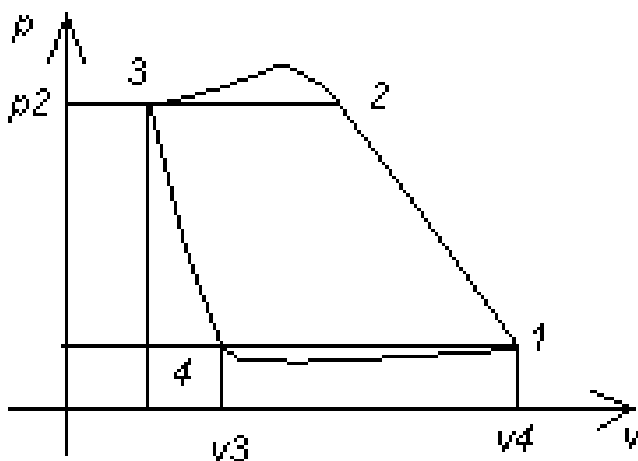
$$\eta_{к,ад} = 0,75 \div 0,85$$

17.3. 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 соображениям 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, вредное пространство соответствует v_3).

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

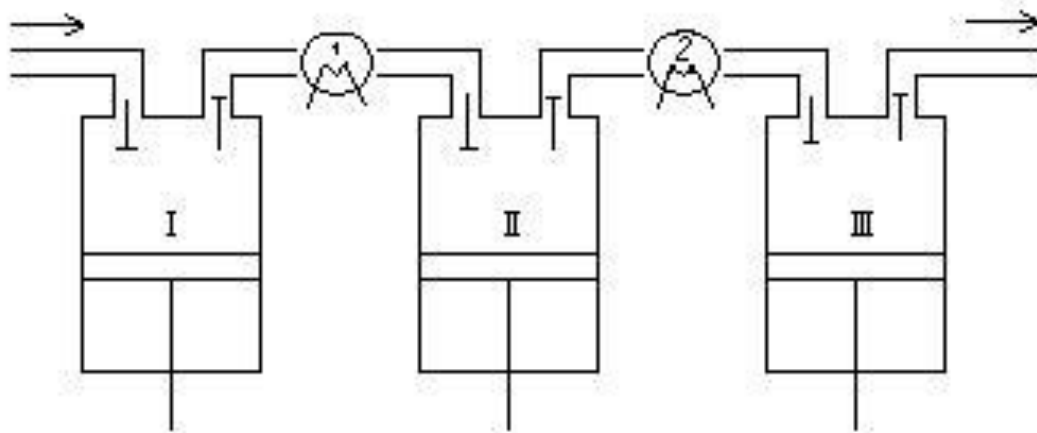
Поэтому расчет реальных компрессоров ведется с использованием различных коэффициентов, учитывающих степень несовершенства различных узлов компрессора.

17.4. Многоступенчатый компрессор

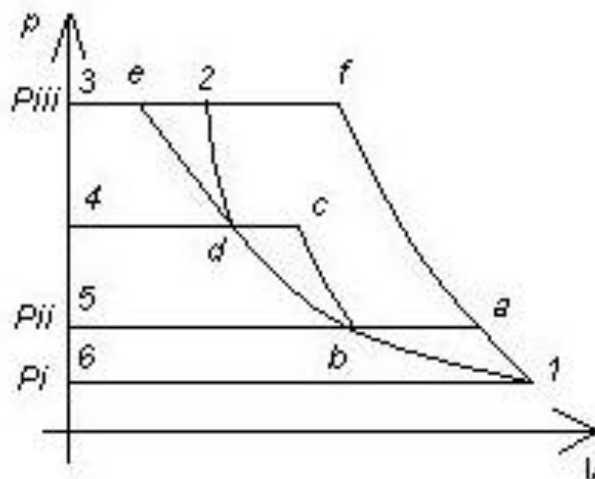
В ряде требуется получить в компрессоре высокое значение давления сжатого газа p_2 при сравнительно небольшой величине p_1 , т.е. создать компрессор с большим значением отношения давлений p_2/p_1 . Если величина p_2/p_1 достаточно велика, то даже при достаточно совершенном охлаждении стенок цилиндра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

используют так называемые многоступенчатые компрессоры, 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 .

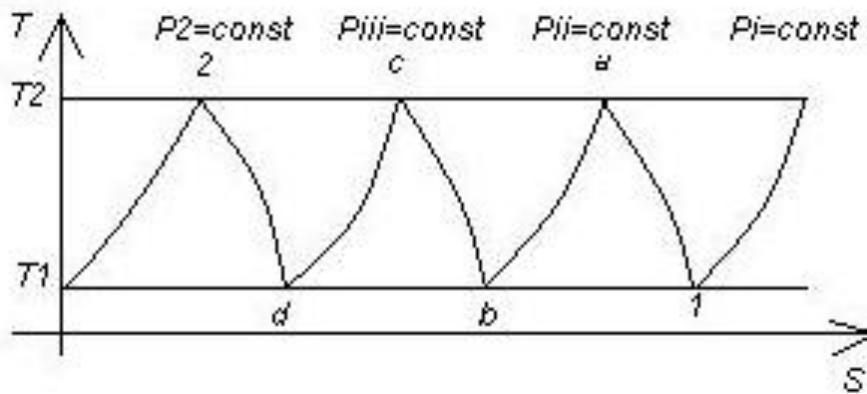
Схема многоступенчатого компрессора



Индикаторная 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

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

Для m ступеней

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

где

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

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

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

ЛЕКЦИЯ 18

Тема: Циклы реальных тепловых и холодильных машин

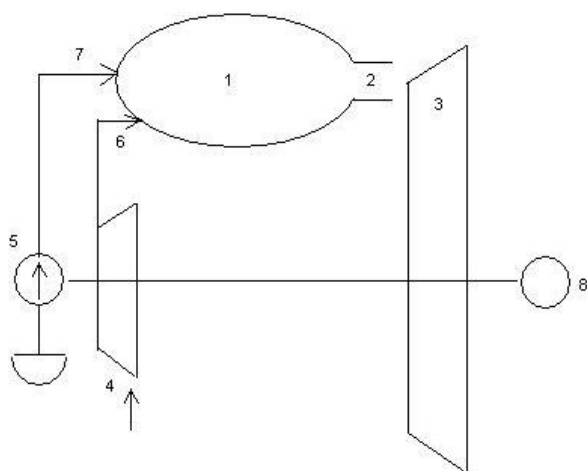
1. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении.
2. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме.

3. Цикл ГТУ с регенерацией.

18.1. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении

На общем валу находятся газовая турбина 3, компрессор 4, топливный насос 5 и потребитель энергии 8. Компрессором засасывается 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.

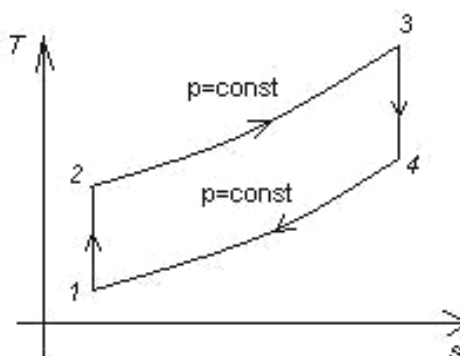
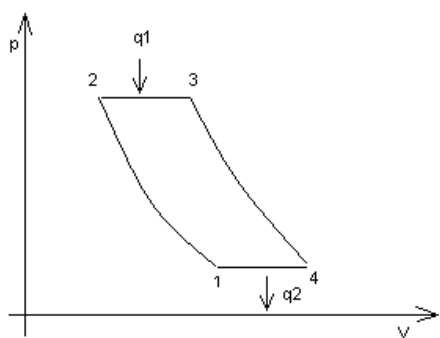
Схема установки



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

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.

$p-v$ – диаграмма идеализированного цикла ГТУ $T-s$ – диаграмма идеализированного цикла ГТУ



- 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.

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

Выведем формулу для КПД

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (18.1)$$

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 $\tilde{n}_p = \text{const}$.

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (18.2)$$

Из уравнения адиабаты 1-2 $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$,

тогда

$$T_2 = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}.$$

Из уравнения изобары 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2},$$

тогда

$$T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho.$$

Из уравнения адиабаты 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = T_3 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1-k}{k}} = T_3 \cdot \rho^{\frac{1-k}{k}} = T_3 \cdot \rho^{\frac{1}{k}-1} = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho^{\frac{1}{k}-1} \cdot \rho =$$

$$= T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho^{\frac{1}{k}}.$$

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho^{\frac{1}{k}} - T_1}{T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho - T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (18.3)$$

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

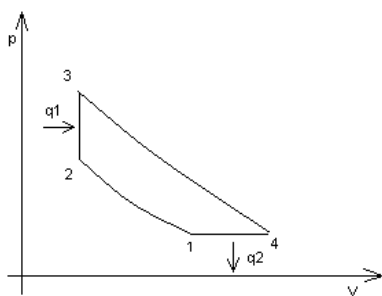
18.2. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме

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

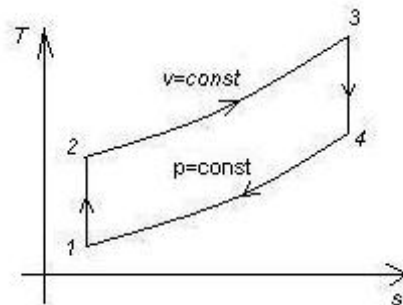
Выведем формулу для КПД

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

$p-v$ – диаграмма идеализированного цикла ГТУ



$T-s$ – диаграмма идеализированного цикла ГТУ



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 $\tilde{n}_p = \text{const}$, $\tilde{n}_v = \text{const}$.

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{k(T_4 - T_1)}{T_3 - T_2}, \text{ т.к. } \frac{c_p}{c_v} = k.$$

Из уравнения адиабаты 1-2 $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$, $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$, тогда

$$T_2 = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}.$$

Из уравнения изохоры 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2},$$

тогда

$$T_3 = T_2 \cdot \frac{p_3}{p_2} = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \lambda.$$

Из уравнения адиабаты 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{\lambda p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{1}{\beta}\right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{1}{\beta}\right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot \lambda = T_1 \cdot \lambda^{\frac{1}{k}}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{kT_1 \cdot (\lambda^{1/k} - 1)}{\frac{k-1}{T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} (\lambda - 1)}} = 1 - \frac{k \cdot (\lambda^{1/k} - 1)}{\beta^{\frac{k-1}{k}} (\lambda - 1)}$$

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

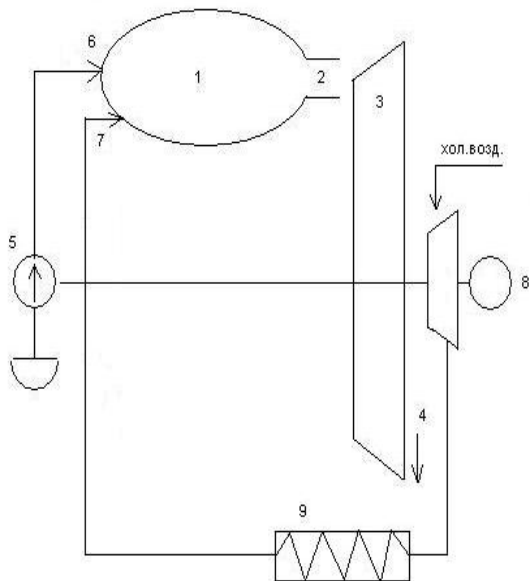
Сравнение циклов ГТУ при разных степенях повышения давления и одинаковых максимальных температурах, подтверждает вывод, что цикл с подводом теплоты при постоянном давлении имеет больший КПД, чем цикл КПД при постоянном объеме.

18.3. Идеальный цикл ГТУ с регенерацией

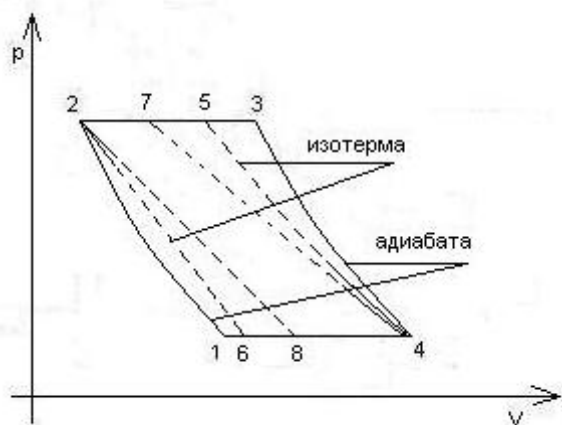
Сжатый воздух из турбокомпрессора направляется в регенератор (9), где от газов вышедших из камеры сгорания (1) он нагревается. Подогретый воздух через форсунку (7) направляется в камеру сгорания.

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.

Схема установки



- 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).



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

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

Так как

$$T_2 = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} ; T_3 = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho, T_4 = T_1 \cdot \rho.$$

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.

$$\text{Если } \sigma < 1, \text{ то } \eta_{с\text{рег}} = 1 - \frac{T_4 - T_1 - \sigma(T_5 - T_2)}{T_3 - T_2 - \sigma(T_5 - T_2)}.$$

ЛЕКЦИЯ 19

Тема: Циклы паросиловых установок

Вопросы:

1. Цикл Карно для водяного пара
2. Цикл Ренкина

19.1. Цикл Карно для водяного пара

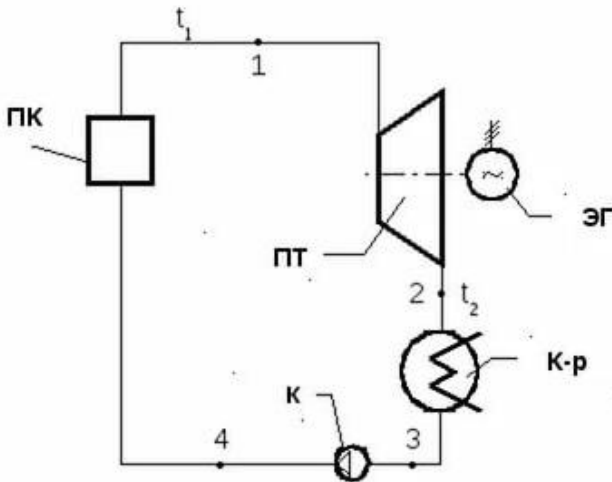
Использование рабочего тела, изменяющего в течение цикла свое агрегатное состояние, позволяет осуществить на практике цикл Карно. Цикл Карно состоит из двух адиабат и двух изотерм. Практическое осуществление адиабатных процессов не представляет особых трудностей. Практическое осуществление изотермических 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. Рабочим телом служит пар какой-либо жидкости. Чаще водяной пар.

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.

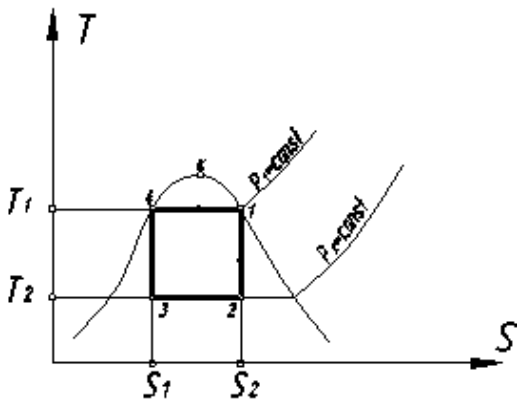
Процесс отвода тепла происходит при постоянном давлении. После конденсатора пар поступает в компрессор в котором сжимается до давления p_1 , а затем поступает в котел.

Схема установки



ПК – паровой котел,
 ПТ – паровая турбина,
 ЭГ – электрогенератор,
 К-р – конденсатор,
 К – компрессор.

Ts – диаграмма



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 .

Тогда так как $\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$, и $dq = dh$ (из первого закона термодинамики)

$$q_1 = h_1 - h_4 \text{ и } q_2 = h_2 - h_3,$$

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.

19.2. Цикл Ренкина

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. Рабочим телом служит пар какой-либо жидкости. Чаще водяной пар. Недостатки паросиловых установок работающих по циклу Карно:

- В процессе 2-3 конденсация пара осуществляется не полностью, так как это требует значительного объема компрессора;

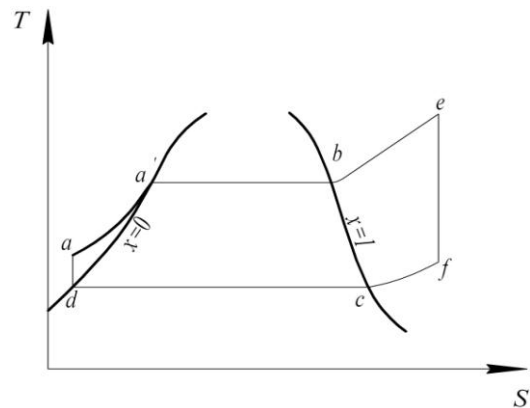
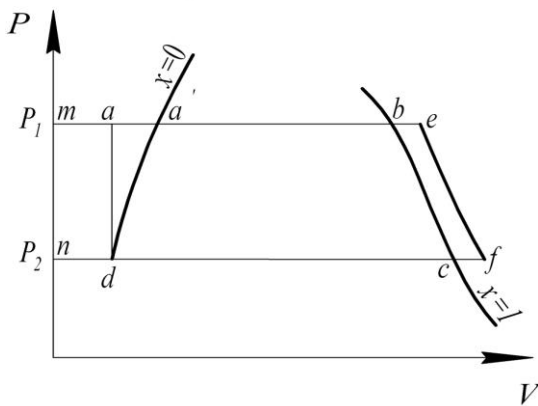
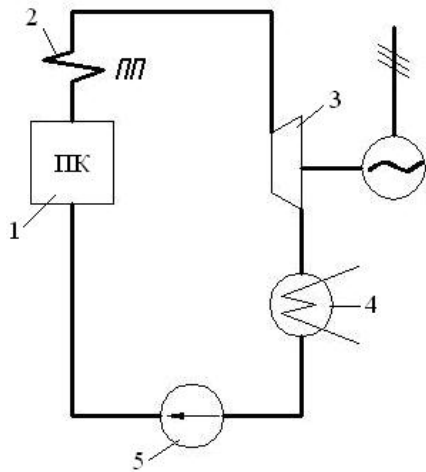
- Необходимость осуществления цикла Карно только в области двухфазных состояний не позволяет иметь высокую начальную температуру пара, т.е. не дает возможность получить большие значения термического КПД. Перечисленные недостатки, присущие паротурбинной установке, в которой осуществляется цикл Карно на 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 подлжит 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 возможного применения 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.

Схема установки



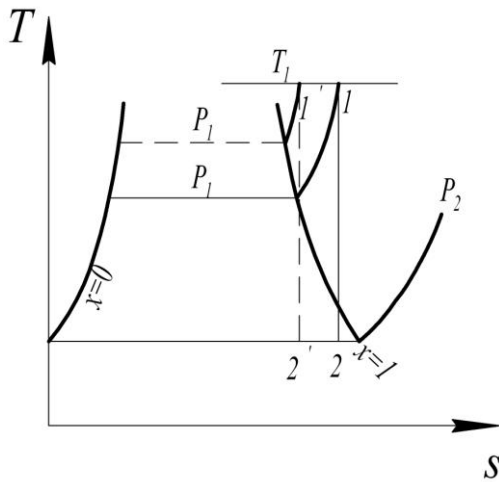
В котле при давлении $p_1 = \text{const}$ происходит процесс a-b – подогрев и испарение воды. Процесс b-c – перегрев пара в пароперегревателе до T_1 . Таким образом на выходе из пароперегревателя пар имеет параметры p_1, T_1, h_1 . полагаем, что от котла до турбины $p_1 = \text{const}$, e-f – адиабатное 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 $l_{\text{нас}} = \text{пл.мадн}$ (p-v – диаграмма) или $l_{\text{нас}} = \text{пл.да}'а$ (Ts – диаграмма), т.е. считать, что изобары жидкостей совпадают с левой пограничной кривой, то работа, получаемая от машины (турбины), $l_T = h_1 - h_2$.

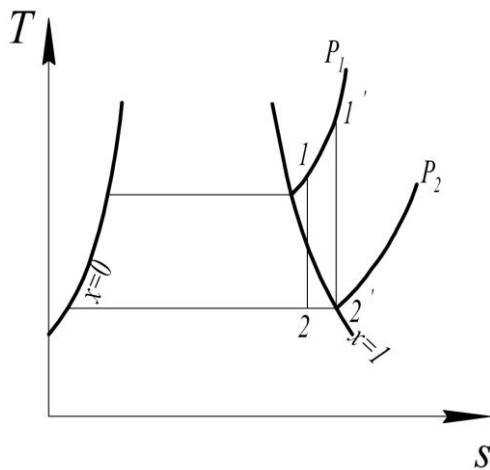
Теплота, эквивалентная этой работе на Ts – диаграмме $\text{пл.а}'befda'$. Термический КПД цикла Ренкина

$$\eta_t = \frac{l_{\text{т}}}{q_1} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'} \quad (19.3)$$

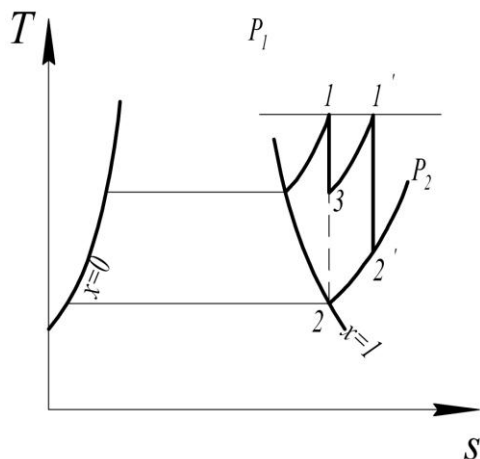
В числителе формулы стоит количество теплоты, превращенной в полезную работу цикла, а в знаменателе – все подводимое к рабочему телу количество теплоты.



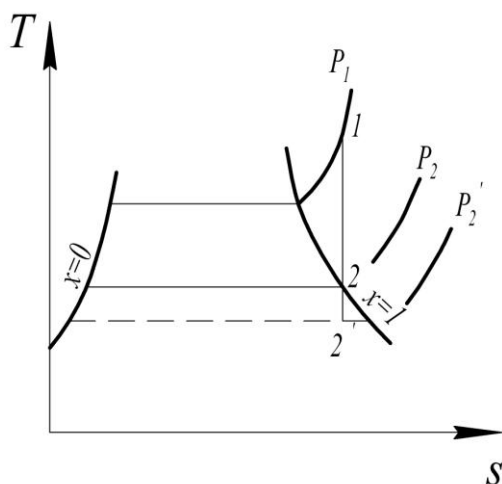
Из T_s – диаграммы видно, что увеличение начального давления пара при неизменных значениях T_1 и T_2 приводит к повышению температуры насыщения. Следовательно средняя температура подвода теплоты возрастает и должен возрасти термический КПД цикла.



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



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



Повышение КПД достигается также за счет снижения конечного давления p_2 при неизменных p_1 и T_1 , так как при этом увеличивается располагаемый теплоперепад на турбине $h_1 - h_2$. Для уменьшения конечного давления p_2 на выходе пара из турбины создают разрежение с помощью конденсатора.

ЛЕКЦИЯ 20

Тема: Эксергия, эксергетический КПД

Вопросы:

1. Изменение энтропии в процессах
2. Эксергия
3. Эксергетический баланс и эксергетический КПД

20.1. Изменение энтропии в процессах

В большинстве термодинамических процессов энтропия рабочего тела меняет свое значение.

Запишем термодинамическое тождество для реальных газов при переменных V и T

$$TdS = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + pdV,$$

или

$$TdS = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] dV \quad (20.1)$$

Из уравнения первого закона с учетом $dQ = TdS$ получим

$$TdS = dH - Vdp$$

Для реальных газов при переменных T и p это уравнение примет вид

$$TdS = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T dp - Vdp$$

или

$$TdS = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p dT + \left[\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T - V\right] dp. \quad (20.2)$$

Отсюда из (10.1) и (10.2)

$$dS = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V \frac{dT}{T} + \left[\frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T + \frac{p}{T}\right] dV$$

$$dS = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p \frac{dT}{T} + \left[\frac{1}{T}\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T - \frac{V}{T}\right] dp$$

Таким образом, изменение энтропии можно вычислить интегрированием, если известны $\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$, $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T$, $\left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p$, $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T$.

Для идеального газа

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = \frac{dU}{dT} = c_v; \quad \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = \frac{dH}{dT} = c_p.$$

Кроме того, т.к. сил взаимодействия между молекулами нет, то

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = 0$$

Следовательно для 1 кг идеального газа, из первого закона термодинамики

$$Tds = c_v dT + p dv,$$

$$Tds = c_p dT - v dp.$$

или

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + p \frac{dv}{T},$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - v \frac{dp}{T}.$$

Из уравнения состояния идеального газа имеем $p/T = R/v$, $v/T = R/p$, тогда уравнение можно записать так:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v},$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p}.$$

Теплоемкости идеального газа не зависят от температуры, поэтому эти уравнения легко интегрируются и можно получить две формулы, определяющие изменение энтропии в процессах:

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

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

Эти два уравнения дают возможность определить **изменение энтропии в основных процессах идеального газа**.

Для политропного процесса с показателем политропы n используем зависимость между температурой и объемом и, подставим в первое уравнение, получим

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} + (c_p - c_v) \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} - (c_p - c_v) \ln \frac{v_1}{v_2}.$$

Несложные преобразования приводят уравнение к виду

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

Используем связь между давлением и температурой в политропном процессе, преобразуем второе уравнение и получим

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - (c_p - c_v) \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

После несложных преобразований уравнение приводится к виду

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

Можно изменение энтропии выразить также через изменение температуры

$$s_2 - s_1 = c_v (k - n) \ln \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/(n-1)} = c_v \frac{k - n}{n - 1} \ln \frac{T_1}{T_2}.$$

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

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

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

20.2. Эксергия

Различные виды энергии имеют неодинаковую практическую пригодность, а также неодинаковую экономическую ценность, отнесенную к единице энергии. В качестве всеобщего показателя практической энергетической пригодности (качества) различных видов энергии принята способность их к совершению работы.

Второй закон термодинамики утверждает, что, для того чтобы превратить теплоту в работу, нужно иметь не менее двух источников теплоты - верхний (горячий) и нижний (холодный) - и что не вся теплота может быть превращена в работу. В реальных условиях в качестве нижнего источника теплоты, как правило, используется окружающая среда. Поэтому температура окружающей среды является важным параметром при техническом осуществлении тепловых циклов и оценке практической пригодности энергии.

Практическая энергетическая пригодность источника теплоты или вещества равна нулю, если параметры состояния их соответствуют параметрам окружающей среды. Поэтому состояние термодинамического равновесия источника теплоты или рабочего тела с окружающей средой принимается за начало отсчета (нулевой уровень) при рассмотрении их практической энергетической пригодности. Например, окружающая среда могла бы дать неограниченное количество теплоты, но практическая пригодность этой теплоты равна нулю. Чем ближе параметры тела к параметрам окружающей среды, тем меньше его практическая пригодность.

Теплота и другие виды энергии способны совершать максимальную работу при выполнении следующих условий: процессы, связанные с превращением энергии, во-первых, должны быть обратимыми, во вторых, должны протекать до состояния равновесия с окружающей средой. Полученная при этих условиях максимальная работа и есть эксергия. Эксергия обозначается E_x , измеряется в Дж. Удельная эксергия:

$$e_x = \frac{E_x}{m}, \text{ Дж/кг.}$$

Различают эксергию рабочего тела в потоке, эксергию неподвижного рабочего тела и эксергию теплоты. Энергией рабочего тела, способной превращаться в работу, являются: в потоке – энтальпия, в неподвижном теле – внутренняя энергия. Энтальпия и внутренняя энергия, как и теплота, неспособны полностью превращаться в работу в круговом процессе.

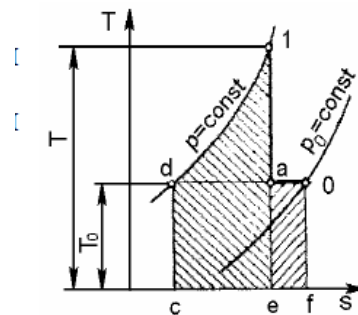
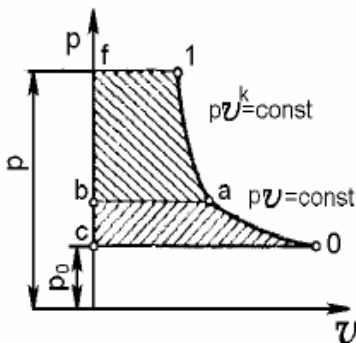
Поэтому и возникло понятие эксергии. Эксергия - это превратимая часть энергии, то есть та часть энергии, которая может превращаться в работу при сформулированных выше условиях. Непревратимая часть энергии называется анергией.

Эксергия теплоты. Рассмотрим систему, которая состоит из теплоотдатчика с температурой T , теплоприемника (окружающая среда с температурой T_0) и рабочего тела в количестве 1 кг. Располагаемое количество теплоты q . Эксергия теплоты - это максимальная работа, которую можно получить из этой теплоты. Она равна работе обратимого цикла Карно:

$$l_{\max} = q \cdot \eta_{\text{тик}} = q \left(1 - \frac{T_0}{T} \right),$$

$$ex = q \left(1 - \frac{T_0}{T} \right). \quad (20.3)$$

Эксергия рабочего тела в потоке. Определить эксергию рабочего тела в потоке - значит определить максимальную работу, которую может совершать рабочее тело в потоке при обратимом переходе из состояния с параметрами P и T в состояние равновесия с окружающей средой с параметрами P_0 , T_0 . Чтобы процесс был обратимым, он должен протекать по изотерме при температуре окружающей среды. Но для этого надо предварительно температуру рабочего тела понизить до температуры окружающей среды, не допуская необратимости.



Это можно сделать, исключив теплообмен. Поэтому сначала путем адиабатного расширения (процесс 1-а) охлаждаем рабочее тело до температуры окружающей среды T_0 , затем по изотерме а-о понижаем давление до давления P_0 . Максимальная работа

$$l_{\max} = l_{ad} + l_T.$$

Работу потока в адиабатном процессе l_{ad} , которая в p - v -диаграмме характеризуется площадью $abf1$, определяем из уравнения

$$\delta q = di - vdp, \quad (20.4)$$

где $\delta q = 0$, а $dl_{ad} = -vdp = -di$.

После интегрирования получим

$$l_{ad} = -\int_1^a vdp = i_1 - i_a \quad (20.5)$$

Превращенная в работу энтальпия в T - s -диаграмме изображается площадью $1ecd$.

Работа в изотермическом процессе определяется также из (20.4) путем интегрирования в интервале а-о:

$$q_T = \Delta i - \int_a^0 v dp \quad (20.6)$$

Здесь $-\int_a^0 v dp = l_T$, а $q_T = T_0(s_0 - s_a)$.

Подставляем эти выражения в (20.6):

$$l_T = -\Delta i + T_0(s_0 - s_a) = i_a - i_0 + T_0(s_0 - s_a) \quad (20.7)$$

Работа l_T в p - v -диаграмме изображается площадью оавсо, теплота и энтальпия, превращенные в эту работу, – площадью оаefо в T - s -диаграмме. Суммируя (20.5) и (20.7), получим максимальную работу, или эксергию рабочего тела в потоке

$$l_{\max} = l_{ad} + l_m = i_1 - i_a + i_a - i_0 + T_0(s_0 - s_a)$$

или

$$ex = i_1 - i_0 + T_0(s_0 - s_a) \quad (20.8)$$

Эксергия неподвижного рабочего тела. Допустим, рабочее тело находится в цилиндре с подвижным поршнем. Параметры рабочего тела u, s, v, T, p . Параметры окружающей среды u_0, s_0, v_0, T_0, p_0 . Задача определения эксергии неподвижного рабочего тела, как и для потока, сводится к определению максимальной работы, которую может произвести система при обратимом переходе всех ее параметров в состояние равновесия с окружающей средой. В данном случае мы рассматриваем энергетическое взаимодействие системы и среды только в форме теплоты (термическое взаимодействие) и в форме работы (деформационное взаимодействие). Обмен веществом через границы системы исключен. Максимальная работа, совершаемая на элементарном участке процесса при термическом взаимодействии, $\delta l' = -\delta q[1 - (T_0/T)]$, при деформационном взаимодействии δl . Часть деформационной работы $\delta l'' = p_0 dv$ затрачивается на преодоление давления окружающей среды. Поэтому полезно может быть использована только часть деформационной работы: $\delta l''' = \delta l - \delta l''$. Таким образом, эксергия, или максимальная полезная работа системы на элементарном участке процесса

$$\delta l_{\max} = \delta l' + \delta l - \delta l'' = -\delta q \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + \delta l - p_0 dv = -\delta q + T_0 \frac{\delta q}{T} + \delta l - p_0 dv.$$

Из первого закона термодинамики $-\delta q + \delta l = -du$, а из второго закона термодинамики $\frac{\delta q}{T} = ds$.

Следовательно,

$$\delta l_{\max} = -du + T_0 ds - p_0 dv$$

После интегрирования по процессу получим

$$l_{\max} = -(u - u_0) + T_0(s_0 - s) - p_0(v_0 - v)$$

или

$$ex = (u_0 - u) - T_0(s_0 - s) + p_0(v_0 - v) \quad (20.9)$$

20.3. Эксергетический баланс и эксергетический КПД

При исследовании совершенства тепловых процессов путем составления энергетического баланса (теплового баланса) не учитывается качество различных видов энергии. Поэтому энергетический баланс не дает возможности установить процессы, снижающие степень совершенства тепловой установки, и не позволяет произвести количественную оценку этих процессов.

Для того чтобы выявить и количественно оценить причины уменьшения совершенства процесса и получить информацию о возможности повышения этого совершенства, нужен эксергетический анализ тепловых процессов. Для этого сначала составляют материальный и энергетический балансы, а затем эксергетический. Материальный баланс основан на законе сохранения массы, а энергетический – на законе сохранения энергии. Закона сохранения эксергии не существует, поэтому эксергетический баланс вводится искусственно. Для этого исследуемую систему мысленно отделяют контрольной поверхностью, через которую происходит обмен энергией и веществом с окружающей средой, учитывают в нем внутренние потери эксергии, которые возникают в результате необратимых процессов, протекающих в пределах выделенной системы, и записывают входящие и выходящие потоки эксергии. Общее уравнение эксергетического баланса имеет вид

$$Ex_1 = \Delta Ex_u + Ex_2 + \Delta Ex_r + L + \Delta Ex_{1-2},$$

где Ex_1 – эксергия веществ, поступающих в систему;

Ex_2 - эксергия веществ отводимых от системы;

ΔEx_u – приращение эксергии системы;

ΔEx_r - приращение эксергии внешнего источника тепла, участвующего в теплообмене с окружающей средой;

L – работа, совершаемая системой;

ΔEx_{1-2} – внутренние потери эксергии в результате необратимости процессов в системе.

При составлении баланса нужно стремиться к возможно более подробной дифференциации потерь эксергии, чтобы получить как можно более подробную информацию о путях увеличения совершенства процесса.

Подводимые и отводимые потоки эксергии также нужно делить на составляющие. Эксергетический баланс, как и любой другой, можно представить на графике, на котором ширина полос пропорциональна значениям представляемых величин.

Величины, входящие в уравнение эксергетического баланса, могут служить для определения эксергетического КПД. При расчете термического КПД не учитывается различное качество видов энергии. Поэтому термический

КПД является показателем, позволяющим сравнивать только однотипные процессы, но не определяет степень совершенства процесса.

При расчете эксергетического КПД как полезный эффект, так и расходы, связанные с проведением процесса, выражаются с помощью эксергии или работы. Благодаря правильной оценке качества различных видов энергии эксергетический КПД является мерой степени совершенства процесса. Чем меньше необратимость рассматриваемых изменений, тем больше эксергетический КПД. В пределе для идеального обратимого процесса он равен единице, для необратимого – нулю:

$$\eta_e = \frac{\sum Ex_p}{\sum Ex_z},$$

где $\sum Ex_p$ - сумма потоков эксергии, которые определяют получаемый эффект;

$\sum Ex_z$ - сумма потоков эксергии, которые определяют затраты.

Для реальных процессов $0 < \eta_e < 1$. Сравнивая эксергетический КПД двух однотипных процессов, мы видим, что в процессе с более низким КПД существует возможность увеличения степени совершенства либо путем снижения необратимости в каком-либо звене процесса, либо путем улучшения использования выходящих продуктов. Чтобы установить наиболее выгодный путь увеличения совершенства исследуемого процесса, нужно сравнить потери эксергии в отдельных звеньях процесса, а потом изучить возможности уменьшения тех потерь, которые наиболее заметно влияют на совершенство процесса. Например, эксергетический анализ показывает, что эксергетический КПД парового котла даже при самых современных технических решениях очень мал (не превышает 50%). Вызвано это прежде всего необратимостью процесса сгорания и необратимостью теплообмена между продуктами сгорания и рабочим телом. Это говорит о том, что общий принцип, на котором основан данный тепловой процесс, выбран не наилучшим образом. Нужно менять принцип реализации данного процесса, то есть изменить принцип использования химической энергии топлива. Этот измененный принцип пытаются реализовать в МГД – генераторах, в которых происходит непосредственное преобразование химической энергии топлива в электрическую.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Д.Г. Амирханов. Основы технической термодинамики: Учеб. пособие. Казан. гос. технол. ун-т; Казань, 2006. 192 с.
2. В.А. Кудинов, Э.М. Карташов. Техническая термодинамика. Учебное пособие для Втузов, 2-е изд. перераб.: М.: Высшая школа, 2001. – 261 с.
3. Г.А. Мухачев, В.К. Щукин Термодинамика и теплопередача. Учебник для вузов.– 3-е изд., перераб.– М.: Высшая школа, 1991.– 480с.
4. В.А. Кириллин и др. Техническая термодинамика. Учебник для вузов. Изд. 2-е. М.: Энергия, 1974.–448 с.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
ЛЕКЦИЯ 1 Предмет технической термодинамики и ее методы	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
ЛЕКЦИЯ 2 Термодинамическая система и ее состояние	9
2.1. Термические уравнение состояния идеального газа.....	9
ЛЕКЦИЯ 3 Смеси газов	13
3.1. Газовые смеси. Закон Дальтона.....	13
3.2. Массовая доля.....	13
3.3. Молярная доля.....	14
3.4. Объемная доля.....	14
3.5. Связь между долями.....	15
ЛЕКЦИЯ 4 Теплота и работа как формы передачи энергии	16
4.1. Энергия.....	17
4.2. Работа и теплота.....	18
4.3. Энтальпия.....	19
ЛЕКЦИЯ 5 Теплоемкость газов	20
5.1. Теплоемкость.....	20
5.2. Зависимость теплоемкости от температуры.....	22
5.3. Теплоемкость газовой смеси.....	24
ЛЕКЦИЯ 6 Первый закон термодинамики	25
6.1. Формулировки первого закона термодинамики.....	25
6.2. Уравнение первого закона термодинамики для закрытой системы.....	26
6.3. Уравнение первого закона термодинамики для потока.....	27
ЛЕКЦИЯ 7 Основные термодинамические процессы	30
7.1. Равновесные термодинамические процессы и их обратимость.....	31
7.2. Изотермический процесс.....	33
7.3. Изохорный процесс.....	33
7.4. Изобарный процесс.....	34
7.5. Адиабатный процесс.....	35
7.6. Работа, внутренняя энергия и теплота изотермического, изобарного, изохорного и адиабатного процессов.....	35
ЛЕКЦИЯ 8 Политропный процесс	36
8.1. Политропный процесс.....	36
8.2. Зависимость между параметрами газа в политропном процессе.....	37

8.3. Работа, внутренняя энергия и теплота политропного процесса.....	38
8.4. Исследование политропного процесса.....	40
ЛЕКЦИЯ 9 Второй закон термодинамики.....	41
9.1. Положение второго закона термодинамики. Циклы прямые и обратные.....	41
9.2. Цикл Карно. Теорема Карно.....	42
9.3. Интеграл Клаузиуса.....	45
ЛЕКЦИЯ 10 Энтропия.....	47
10.1. Энтропия, термодинамическое тождество.....	47
10.2. Энтропия и термодинамическая вероятность.....	48
10.3. Физический смысл энтропии.....	49
ЛЕКЦИЯ 11 Тема: $T - s$ диаграмма.....	51
11.1. $T - s$ диаграмма.....	51
11.2. Изображение на Ts -диаграмме основных процессов.....	53
11.3. Ts -диаграмма для идеального газа.....	54
11.4. Цикл Карно на Ts -диаграмме.....	55
ЛЕКЦИЯ 12 Термодинамические циклы тепловых машин.....	56
12.1. Общая характеристика.....	56
12.2. Цикл Отто.....	58
12.3. Индикаторное давление.....	59
12.4. Цикл Дизеля.....	60
12.5. Цикл Тринклера.....	63
ЛЕКЦИЯ 13 Термодинамические циклы холодильных установок.....	66
13.1. Общие сведения.....	66
13.2. Обратный цикл Карно.....	67
13.3. Цикл воздушной холодильной установки (цикл Лоренца).....	68
13.4. Цикл паровой компрессорной холодильной установки.....	70
13.5. Дросселирование.....	72
ЛЕКЦИЯ 14 Термодинамический КПД и холодильный коэффициент.....	75
14.1. Общие сведения.....	75
14.2. Методы сравнения термических КПД обратимых циклов.....	76
14.3. Метод КПД в анализе необратимых циклов.....	77
ЛЕКЦИЯ 15. Термодинамика потока. Течение газов.....	79
15.1. Располагаемая работа газа.....	79
15.2. Скорость истечения и расход газа.....	80
15.3. Истечение из суживающихся сопел.....	81
15.4. Исследование процесса истечения.....	83
15.5. Комбинированные сопла.....	84
15.6. Истечение при наличии трения.....	86
ЛЕКЦИЯ 16 Термодинамические процессы в реальных газах и парах.....	87

16.1. Понятие о фазовом переходе.....	88
16.2. Реальный газ. Термодинамические свойства реальных газов.....	89
16.3. Уравнение состояния реальных газов (уравнение Ван-дер-Ваальса).....	97
16.4. Вириальные уравнения состояния реальных газов.....	92
16.5. Парообразование при постоянном давлении.....	94
16.6. Тройная точка. Фазовые переходы.....	95
16.7. Таблица термодинамических свойств веществ.....	97
ЛЕКЦИЯ 17 Термодинамический анализ процессов в компрессорах.....	98
17.1. Одноступенчатые компрессоры.....	98
17.2. Работа и мощность на привод компрессора.....	99
17.3. Действительный компрессор.....	102
17.4. Многоступенчатый компрессор.....	103
ЛЕКЦИЯ 18 Циклы реальных тепловых и холодильных машин.....	105
18.1. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении.....	106
18.2. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме.....	108
3. Цикл ГТУ с регенерацией.....	109
ЛЕКЦИЯ 19 Циклы паросиловых установок.....	111
19.1. Цикл Карно для водяного пара.....	111
19.2. Цикл Ренкина.....	113
ЛЕКЦИЯ №20 Эксергия, эксергетический КПД.....	116
20.1. Изменение энтропии в процессах.....	116
20.2. Эксергия.....	119
20.3. Эксергетический баланс и эксергетический КПД.....	122
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	124

Мутугуллина Ирина Александровна

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА. КУРС ЛЕКЦИЙ

(Кафедра Технологических машин и оборудования БФ «КНИТУ»)