



Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Магнитогорский государственный технический университет им. Г.И. Носова»

Т.Н. Пинтя

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА: КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

*Утверждено Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия*

Магнитогорск
2012

Рецензенты:

Генеральный директор ООО «Промэнергогаз», г. Челябинск
Б.В. Аграмов

Кандидат технических наук, доцент,
ФГБОУ ВПО «Магнитогорский государственный технический
университет им. Г.И. Носова»
Г.Н. Трубицына

Пинтя Т.Н.

Техническая термодинамика: конспект лекций [Электронный ресурс]
: учебное пособие / Татьяна Николаевна Пинтя ; ФГБОУ ВПО
«Магнитогорский государственный технический университет им. Г.И.
Носова». – Электрон. текстовые дан. (1,46 Мб). – Магнитогорск : ФГБОУ
ВПО «МГТУ», 2012. – 1 электрон. опт. диск (CD-R). – Систем. требования
: IBM PC, любой, более 1 GHz ; 512 Мб RAM ; 10 Мб HDD ; MS Windows
XP и выше ; Adobe Reader 8.0 и выше ; CD/DVD-ROM дисковод ; мышь. –
Загл. с контейнера.

Конспект лекций по дисциплине «Техническая термодинамика».

Рассматриваются основные законы термодинамики и вытекающие
из них общие теоретические положения, которые составляют основы для
анализа рабочих циклов тепловых двигателей и холодильных установок.

Изложенный в учебном пособии материал будет способствовать
усвоению студентами теоретических положений и прикладных вопросов
термодинамики.

Пособие предназначено для бакалавров по направлению 140100
«Теплоэнергетика и теплотехника» и может быть рекомендовано для
студентов других специальностей и направлений, изучающих
теплотехнические дисциплины.

УДК 536.7 (075)

© Пинтя Т.Н., 2012

© ФГБОУ ВПО «Магнитогорский
государственный технический
университет им. Г.И. Носова», 2012

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ.....	6
1.1. Основные определения.....	6
1.2. Параметры состояния	7
1.3. Законы и уравнение состояния идеального газа	8
1.4. Понятие о теплоемкости.....	10
ГЛАВА 2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	11
2.1. Сущность и формулировки первого закона термодинамики.....	11
2.2. Теплота и работа.....	11
2.3. Внутренняя энергия и энтальпия.....	12
2.4. Аналитическое выражение первого закона термодинамики	14
ГЛАВА 3. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ	16
3.1. Сущность второго закона термодинамики.....	16
3.2. Энтропия	16
3.3.Общая формулировка второго закона термодинамики.....	18
3.4. Прямой цикл Карно	20
3.5. Обратный цикл Карно	23
3.6. Изменение энтропии в неравновесных (необратимых) процессах	25
3.7. Понятие об эксергии.....	27
ГЛАВА 4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗАХ, ПАРАХ И ИХ СМЕСЯХ	29
4.1. Термодинамические процессы идеальных газов	29
4.2. Термодинамические процессы реальных газов	41
4.3. Термодинамический анализ процессов в компрессорах.....	50
4.4. Смеси идеальных газов.....	63
4.5. Влажный воздух	69
ГЛАВА 5. ЦИКЛЫ ТЕПЛОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК	77
5.1. Двигатели внутреннего сгорания (ДВС).....	77
5.1.1. Цикл ДВС с подводом теплоты при $V=\text{const}$	78
5.1.2. Цикл ДВС при $P = \text{const}$ – цикл Дизеля.....	83
5.1.3. Цикл со смешанным подводом теплоты	86
5.1.4. Сравнение циклов ДВС	89
5.1.5. Среднеиндикаторное давление.....	90
5.2. Газотурбинные установки (ГТУ).....	91
5.2.1. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $P=\text{const}$	93
5.2.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $V=\text{const}$	97

5.2.3. Сравнение циклов ГТУ.....	99
5.2.4. Методы повышения КПД ГТУ.....	101
5.3. Паротурбинные установки (ПТУ).....	106
5.3.1. Циклы Карно и Ренкина для насыщенного водяного пара. Регенерация теплоты.....	106
5.3.2. Цикл Ренкина на перегретом водяном паре.....	109
5.3.3. Теплофикационный цикл.....	113
5.3.4. Бинарные циклы (парогазовый).....	116
5.3.5. Безмашинное преобразование энергии.....	119
ГЛАВА 6. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК.....	128
6.1. Идеальный цикл холодильной установки.....	128
6.2. Цикл воздушной холодильной установки.....	130
6.3. Цикл парокомпрессионной холодильной установки.....	135
6.4. Цикл парожеткторной холодильной установки.....	138
6.5. Абсорбционные холодильные установки.....	141
6.6. Понятие о тепловом насосе.....	143
ГЛАВА 7. ТЕРМОДИНАМИКА ПОТОКА.....	145
7.1. Первый закон термодинамики для потока.....	145
7.2. Истечение из суживающегося сопла.....	150
7.3. Основные закономерности течения газа в соплах и диффузорах.....	154
7.4. Расчет процесса истечения с помощью h , s – диаграммы.....	156
7.5. Дросселирование газов и паров.....	158
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	161

ВВЕДЕНИЕ

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимного превращения тепловой и механической энергии, условия, при которых эти превращения осуществляются наиболее эффективно и свойства тел, участвующих в этих превращениях. Вместе с теорией теплообмена она составляет теоретические основы теплотехники. На ее основе осуществляют расчет и проектирование всех тепловых двигателей, а также всевозможного технологического оборудования. Термодинамический метод является феноменологическим т.е. рассматривает «феномены» или явления в целом. Поведение каждой отдельной молекулы в процессах преобразования энергии становится неразличимым т.к. размеры термодинамических систем несоизмеримо больше размеров молекул и атомов. Принцип построения термодинамики прост. В ее основу положены два основных закона, установленных опытным путем. При этом все основные выводы термодинамики можно получить методом дедукции, используя только эти два основных закона (начала) термодинамики.

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1. Основные определения

Термодинамическая система
Объектом изучения в термодинамике является
термодинамическая система.

Термодинамическая система – это часть пространства или вещества, отделенная хотя бы мысленно от окружения и взятая как предмет термодинамического исследования. Выбор термодинамической системы произволен и определяется условием решаемой задачи. Тела, не входящие в термодинамическую систему, но оказывающие на нее влияние называют окружающей средой.

Термодинамическая система называется **открытой**, если она обменивается с окружающей средой и массой и энергией.

Термодинамическая система называется **закрытой**, если она не обменивается массой, но обменивается энергией с окружающей средой.

Термодинамическая система называется **адиабатной** (изолированной), если она не имеет никаких взаимодействий с окружающей средой.

Если во всех частях термодинамической системы свойства одинаковы, то такую систему называют **однородной**.

Границу между термодинамической системой и окружающей средой называют контрольной поверхностью. Это условное понятие, которое в ряде случаев может геометрически совпадать с некоторой реальной физической поверхностью. Взаимодействие термодинамической системы и окружающей среды происходит на контрольной поверхности.

Термодинамический процесс

Если хотя бы один из параметров состояния меняется, то изменяется состояние системы, т.е. происходит процесс.

Термодинамический процесс – это совокупность изменяющихся состояний системы. Все процессы можно разделить на равновесные и неравновесные, обратимые и необратимые.

Равновесными называют процессы, которые проходят через равновесные состояния. Под равновесным состоянием системы понимают такое, при котором во всех точках системы одинаковые давление, температура и другие физические свойства.

Неравновесными называют процессы, при протекании которых система не находится в состоянии равновесия (т. е. при протекании процесса различные части системы имеют различные значения P , T , ρ и

др.). Любой реальный процесс является в той или иной степени неравновесным.

Неравновесность может быть сделана сколь угодно малой, за счет уменьшения скорости протекания процесса.

Таким образом, равновесный процесс является предельным случаем неравновесного процесса при скорости этого процесса стремящейся к нулю.

Обратимыми называют процессы, в результате совершения которых в прямом и обратном направлениях термодинамическая система возвращается в исходное состояние; таким образом, совокупность прямого и обратного процессов не вызывает в окружающей среде никаких изменений. Обратимых процессов в природе не существует. Из практики известно, что все естественные самопроизвольные процессы являются **необратимыми**. Основные причины необратимости – трение, теплообмен.

Линия, изображающая изменение параметров в процессе называется кривой процесса. Каждая точка кривой процесса характеризует равновесное состояние системы. Графически могут быть изображены лишь равновесные процессы. Равновесный процесс, в течение которого:

- температура системы не изменяется называется **изотермическим**, его уравнение $T = \text{const}, P = f(v)$;
- давление системы не изменяется называется **изобарным**, его уравнение $P = \text{const}, v = f(T)$;
- объем системы не изменяется называется **изохорным**, его уравнение $v = \text{const}, P = f(T)$;
- нет теплообмена с окружающей средой называется **адиабатным**, его уравнение $\delta q = 0, f(P, v, T) = 0$.

1.2. Параметры состояния

Преобразование тепловой энергии в механическую осуществляется с помощью так называемого рабочего тела. Величины, характеризующие рабочее тело в данном состоянии, называются **параметрами состояния**. Основными параметрами являются:

- удельный объем (плотность);
- абсолютное давление;
- абсолютная температура.

Рассмотрим их подробнее:

v – удельный объем, $\text{м}^3/\text{кг}$

V – полный объем, м^3

$$v = \frac{V}{m} - \text{объем единицы массы вещества, } \text{м}^3/\text{кг}$$

$$\rho = \frac{1}{\nu}, \text{ кг/м}^3 - \text{плотность (определяется из справочника);}$$

P - абсолютное давление, измеряется в Паскалях (Па).

1 Па – это давление, силой в 1Н, действующее нормально к поверхности площадью в 1м²:

$$1 \text{ Па} = 1,02 \cdot 10^{-5} \text{ ат} = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ мм.рт.ст} = 10^{-5} \text{ бар. и т.д.}$$

Абсолютное давление рассчитывается по формулам:

$$P_{\text{абс.}} = P + P_{\text{изб.}}$$

$$P_{\text{абс.}} = P - P_{\text{разр}}$$

где P – атмосферное давление.

Если давление выше атмосферного оно называется избыточным, если ниже атмосферного – разрежение (вакуум).

T - абсолютная температура, измеряется в Кельвинах (K)

$$t = T - 273 \text{ }^{\circ}\text{C}$$

Температура характеризует тепловое состояние рабочего тела и определяет степень его нагретости. Известно из опыта, что тепло самопроизвольно может переходить от более нагретого тела к менее нагретому. Таким образом температура определяет направление возможного самопроизвольного перехода теплоты между телами.

Если параметры вещества не зависят от массы вещества, то они называются интенсивными (P и T), если зависят, то – экстенсивными (V) Любой параметр, из рассмотренных нами, является однозначной функцией двух других заданных:

$$V = F(T, P); T = \varphi(P, V); P = \psi(V, T).$$

Таким образом, три параметра состояния P, V, T однозначно связаны между собой. Уравнение, связывающие между собой эти параметры, называется уравнением состояния:

$$F(P, V, T) = 0$$

1.3. Законы и уравнение состояния идеального газа

Идеальными газами называют такие, у которых не учитываются силы взаимодействия между молекулами и собственный объем молекул, т.е. молекулы идеального газа рассматриваются как материальные точки, не имеющие объема. Идеальными газами также называют такие, которые полностью подчиняются законам Бойля – Мариотта, Гей – Люссака и Шарля. Законы эти открыты опытным путем и имеют вид:

Закон Бойля – Мариотта

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{V_1}{V_2} \text{ при } T = \text{const или } PV = \text{const}$$

Закон Гей – Люссака

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \text{ при } P = \text{const}$$

Закон Шарля

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2} \text{ при } V = \text{const}$$

Из совместного рассмотрения этих законов получим следующую зависимость (объединенный газовый закон):

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{P V}{T} = \text{const}$$

Обозначим постоянную величину через R . Уравнение $P V = R T$ называется уравнением состояния идеального газа (для 1кг). Оно было выведено в 1834 г. французским физиком Клапейроном и носит его имя. Для произвольного количества вещества массой (m) кг уравнение имеет вид $P V = m R T$, где R – удельная газовая постоянная, которая зависит от природы газа и не зависит от его состояния. Уравнение справедливо только для идеальных газов.

Запишем уравнение состояния для произвольного количества вещества начальное $P V_1 = m R T_1$ и конечное $P V_2 = m R T_2$.

При вычитании из второго уравнения первого, получим физический смысл удельной газовой постоянной - это работа расширения 1 кг газа при его нагревании на 1° при $P = \text{const}$; размерность Дж/кг*К.

Полагая, что $V = V_\mu$, $m = \mu$ уравнение состояния для 1 кМоля газа имеет вид $P V_\mu = \mu R T$. Выразим из этого уравнения μR :

При нормальных условиях:

$$T = 273,15 \text{ K}$$

$$P = 760 \text{ мм.рт.ст} = 101325 \text{ Па}$$

$$V_\mu = 22,4 \text{ м}^3 - \text{объем 1 кМоля любого газа}$$

$$\text{Получим значение } \mu R = 8314 \text{ Дж/кМоль}^\circ\text{К}$$

μR – универсальная газовая постоянная; это постоянное число, не зависящее от природы газа.

Физический смысл универсальной газовой постоянной – это работа расширения 1 кМоля газа при его нагревании на 1° при $P = \text{const}$. Уравнение $P V_\mu = \mu R T$ называется уравнением состояния Клапейрона – Менделеева.

Зная значение универсальной газовой постоянной μR , можно посчитать удельную газовую постоянную для любого газа, например:

$$R_{O_2} = \frac{8314}{32} = 260 \text{ Дж/кг}^\circ\text{К} \quad R_{\text{возд}} = \frac{8314}{29} = 287 \text{ Дж/кг}^\circ\text{К}.$$

1.4. Понятие о теплоемкости

Количество теплоты, необходимое для нагревания рабочего тела на 1^0 , называется **полной теплоемкостью**, обозначается “С”, размерность кДж/К.

Теплоемкость вещества является экстенсивным свойством рабочего тела т.е. зависит от количества вещества этого тела – например теплоемкость 10 кг воды в 5 раз больше теплоемкости 2 кг воды.

Теплоемкость вещества является экстенсивным свойством рабочего тела т.е. зависит от количества вещества этого тела – например теплоемкость 10 кг воды в 5 раз больше теплоемкости 2 кг воды.

Удельная теплоемкость – это теплоемкость единицы количества вещества, при этом различают:

-**массовая теплоемкость** (C , кДж/кг*К) – количество теплоты, необходимое для нагревания на 1^0 единицы массы вещества (обычно 1кг);

-**молярная теплоемкость** (μC , кДж/кмоль*К) – теплоемкость, отнесенная к 1 кмоль вещества;

-**объемная теплоемкость** (C' , кДж/м³*К) – теплоемкость, отнесенная к 1 м³ вещества.

Теплоемкость не является постоянной величиной, она зависит от температуры и иногда весьма значительно. В общем случае $C = a_0 + a_1 \cdot t$ – т.е. линейная зависимость от температуры.

По этому признаку различают:

- истинная теплоемкость (при данной температуре);
- средняя теплоемкость (при средней за процесс температуре).

В зависимости от характера процесса подвода теплоты, количество теплоты, которое необходимо подвести к телу, чтобы нагреть его на 1^0 будет различным. Поэтому надо оговаривать характер процесса, т.к. теплоемкость является функцией процесса. Различают:

$$\text{а) } P = \text{const}, C_p = \frac{\delta q_p}{dT} - \text{изобарная теплоемкость};$$

$$\text{б) } V = \text{const}, C_v = \frac{\delta q_v}{dT} - \text{изохорная теплоемкость}.$$

ГЛАВА 2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

2.1. Сущность и формулировки первого закона термодинамики

Первый закон термодинамики характеризует количественную сторону процессов преобразования энергии и является частным случаем всеобщего закона природы – закона сохранения и превращения энергии, который гласит: *энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных химических и физических превращениях.*

Иначе говоря, *в изолированной термодинамической системе сумма энергии всех видов есть величина постоянная – убыль энергии одного вида даёт эквивалентное количество энергии другого вида.*

Закон сохранения и превращения энергии является фундаментальным законом природы, который получен на основе обобщения огромного количества экспериментальных данных и имеет всеобщий характер. Этот закон был только сформулирован великим русским ученым М.В.Ломоносовым.

Лишь через 100 лет после этого в середине 19 века наука вплотную подошла к открытию закона. В результате серии тщательно поставленных опытов Джоуль установил, что между затраченной работой и количеством полученной теплоты существует прямая пропорциональность: $Q = AL$, где A – коэффициент пропорциональности, иначе говоря,

взаимное превращение тепловой и механической энергии должно осуществляться в строго эквивалентных количествах, т.е. вечный двигатель 1- го рода невозможен.

A – тепловой эквивалент, $A = 1$, если Q и L измерять в Джоулях.

Вечным двигателем 1- го рода называется двигатель, который позволял бы получать работу без энергетических затрат, т.е. изничего.

2.2. Теплота и работа

Термодинамическая система может обмениваться с окружающей средой энергией в виде теплоты или работы, таким образом, теплота и работа являются формами передачи энергии.

Теплота – это микрофизическая форма передачи энергии, т.е. осуществляемая на молекулярном уровне; это мера неупорядоченного движения микрочастиц, передаваемого через границу термодинамической системы окружающей среде.

Работа – это макрофизическая форма передачи энергии, поскольку она всегда связана с перемещением макроскопических тел в пространстве; это мера упорядоченного движения, передаваемого через границу термодинамической системы окружающей среде.

Работа против сил внешнего давления, связанная с увеличением объема называется работой расширения:

$$L = \int_{V_1}^{V_2} P dV \quad l = \int_{v_1}^{v_2} P dv$$

Поскольку давление P – всегда положительная величина, то работа и изменение объема имеют одинаковый знак. При этом возможно:

- 1) если $dv > 0$, $v_2 > v_1$, $l > 0$ – при расширении само рабочее тело совершает работу, например: перемещает поршень в цилиндре;
- 2) если $dv < 0$, $v_2 < v_1$, $l < 0$ – при сжатии над рабочим телом совершается работа, она отрицательна, т.е. работа затрачивается, например на сжатие газа в компрессоре.

Для любого произвольного процесса в $P - V$ диаграмме работа эквивалентна площади, ограниченной линией процесса, крайними ординатами и осью абсцисс. Работа зависит от процесса и будет разной в различных процессах.

Элементарное количество теплоты δQ и работы δL не является полным дифференциалом. В этом глубокий физический смысл – теплота и работа это энергетические характеристики процессов механического и теплового взаимодействия термодинамической системы с окружающей средой.

Они характеризуют те количества энергии, которые переданы термодинамической системе через ее границы в определенном процессе.

2.3. Внутренняя энергия и энтальпия

Внутренняя энергия системы включает в себя:

- 1) кинетическую энергию поступательного, вращательного и колебательного движения частиц;
- 2) потенциальную энергию взаимодействия частиц;
- 3) энергию электронных оболочек атомов;
- 4) внутриядерную энергию.

В большинстве теплоэнергетических процессов две последние составляющие остаются неизменными. Поэтому в дальнейшем под внутренней энергией будем понимать:

$$U = U_{кин} + U_{пот} = U_{кин}^{пост} + U_{кин}^{вр} + U_{кин}^{колеб} + U_{пот}$$

Свойства внутренней энергии:

- 1) кинетическая энергия является однозначной функцией температуры, потенциальная энергия – объема. Поэтому внутренняя

энергия есть некоторая однозначная функция состояния тела, т.е. любых двух параметров, определяющих это состояние:

$$U = \varphi_1(P, V); U = \varphi_2(P, T); U = \varphi_3(V, T)$$

1) внутренняя энергия сложной системы определяется суммой внутренних энергий отдельных ее частей, т.е. обладает свойством аддитивности:

$$U = U_1 + U_2 + \dots + U_n$$

2) внутренняя энергия зависит от массы, т.е. является экстенсивной величиной:

$$u = \frac{U}{m}, \text{ Дж/кг} - \text{удельная внутренняя энергия}$$

3) поскольку внутренняя энергия есть функция состояния тела, то ее изменение ΔU в любом термодинамическом процессе не зависит от характера процесса, а определяется только начальным и конечным состоянием тела:

$$\Delta U = \int_1^2 dU = U_2 - U_1$$

Математически это означает, что бесконечно малое изменение внутренней энергии ΔU есть полный дифференциал и следовательно может быть выражено через параметры:

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

$$dU = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial u}{\partial P} \right)_T dP$$

$$dU = \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_P dv + \left(\frac{\partial u}{\partial P} \right)_v dP$$

Важную роль играет величина суммы внутренней энергии U и произведения давления системы P на величину объема системы V , эта величина носит название **энтальпии**.

$h = u + Pv$ – удельная энтальпия, Дж/кг

$H = U + PV$ – полная энтальпия, Дж,

где произведение Pv – называется работой проталкивания.

Произведение Pv численно равняется работе, которую нужно совершить, чтобы ввести объем газа из вакуума в пространство с давлением P . Оно характеризует потенциальную энергию газа, сжатого внешним давлением. Эта та дополнительная энергия, которой должен обладать газ, чтобы переместить объем газа V из области с давлением P_1 в область с давлением P_2 .

Следовательно, энтальпия любой термодинамической системы есть сумма внутренней энергии системы и потенциальной энергии источника внешнего давления.

Свойства энтальпии аналогичны свойствам внутренней энергии.

2.4. Аналитическое выражение первого закона термодинамики

Пусть к некоторому рабочему телу массой 1 кг и параметрами P, v, T подводится из вне бесконечно малое количество теплоты δq . В результате тело нагревается на dT и увеличивается в объеме на dv . Повышение температуры свидетельствует об увеличении кинетической энергии его частиц, увеличение объема ведет к увеличению потенциальной энергии. В результате увеличивается внутренняя энергия тела. Поскольку рабочее тело окружено средой, которая оказывает на него давление, то при своем расширении оно производит механическую работу δl против сил внешнего давления.

По закону сохранения энергии – *теплота, подведенная к телу, расходуется на изменение его внутренней энергии и на совершение внешней работы.*

Аналитически это можно записать:

$$\delta q = du + \delta l_{\text{расш.}} \quad (2.1)$$

Выразим первый закон термодинамики через энтальпию:

$$\delta q = du + Pd v$$

Величину $Pd v$ заменим на $d(Pv) - vdP$

$$\delta q = du + d(Pv) - vdP = d(u + Pv) - vdP$$

$$\delta q = dh - vdP \text{ или}$$

$$\delta q = dh + \delta l_{\text{пол.}} \quad (2.2)$$

где $- vdP = \delta l_{\text{пол.}}$ – полезная работа, та работа, которую можно использовать по своему усмотрению, например, передать другой машине, механизму.

Формулы (2.1) и (2.2) представляют собой аналитическое выражение первого закона термодинамики.

Для любого произвольного термодинамического процесса полезная работа эквивалентна в $P - V$ диаграмме площади, ограниченной линией процесса, крайними абсциссами и осью ординат. Полезная работа также зависит от процесса.

Первый закон термодинамики имеет частные случаи:

- 1) $\delta q = 0$, процесс адиабатный $\delta l_{\text{расш.}} = - du$, $\delta l_{\text{пол}} = - dh$
- 2) $\delta l_{\text{расш.}} = 0$, процесс изохорный $\delta q = du$
- 3) $du = 0$ ($dh = 0$), процесс изотермический $\delta q = \delta l_{\text{расш.}} = \delta l_{\text{пол}}$
- 4) $\delta l_{\text{пол}} = 0$, процесс изобарный $\delta q = dh$.

ГЛАВА 3. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

3.1. Сущность второго закона термодинамики

Второй закон термодинамики характеризует качественную сторону процессов преобразования энергии; он определяет направление, в котором протекают тепловые процессы, устанавливает условия преобразования тепловой энергии в механическую и позволяет определить максимальную полезную работу, произведенную тепловым двигателем.

3.2. Энтропия

Как уже указывалось, величина $\delta q = du + pdv$ не является полным дифференциалом. Действительно, для того чтобы проинтегрировать правую часть этого выражения, нужно знать зависимость p от v , т.е. процесс, который совершает газ.

В математике доказывается, что дифференциальный двучлен всегда можно превратить в полный дифференциал путем умножения (или деления) на интегрирующий множитель (или делитель). Таким интегрирующим делителем для элементарного количества теплоты δq является абсолютная температура T .

Выражение $\delta q/T$ при равновесном изменении состояния газа есть полный дифференциал некоторой функции состояния. Она называется энтропией, обозначается для 1 кг газа через s и измеряется в Дж/(кг*К). Для произвольного количества газа энтропия, обозначаемая через S , равна $S = Ms$ и измеряется в Дж/К. Таким образом, аналитически энтропия определяется следующим образом:

$$ds = \delta q / T \quad (3.1)$$

Формула справедлива как для идеальных газов, так и для реальных тел.

Подобно любой другой функции состояния энтропия может быть представлена в виде функции любых двух параметров состояния:

$$s = \xi_1(p, v); s = \xi_2(p, T); s = \xi_3(v, T).$$

При температурах, близких к абсолютному нулю, все известные вещества находятся в конденсированном состоянии. В.Нернст (1906г.) экспериментально установил, а М. Планк (1912г.) окончательно сформулировал следующий принцип: *при температуре, стремящейся к абсолютному нулю, энтропия вещества, находящегося в конденсированном состоянии с упорядоченной кристаллической структурой, стремится к нулю*, т.е. $s_0 = 0$ при $T = 0$ К. Этот закон называют третьим законом термодинамики или тепловой теоремой

Нернста. Он позволяет рассчитать абсолютное значение энтропии в отличие от внутренней энергии и энтальпии, которые всегда отсчитываются от произвольного уровня.

Однако в технической термодинамике обычно используется не абсолютное значение энтропии, а ее изменение в каком-либо процессе:

$$\Delta s = s_2 - s_1$$

поэтому энтропию тоже часто отсчитывают от произвольно выбранного уровня.

Запишем формулы, позволяющие вычислить изменение энтропии идеального газа:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(T_2/T_1) + R \ln(v_2/v_1) \quad (3.2)$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1) - R \ln(p_2/p_1) \quad (3.3)$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(p_2/p_1) + c_p \ln(v_2/v_1) \quad (3.4)$$

Эти формулы справедливы при условии, что теплоемкость не зависит от температуры.

Понятие энтропии позволяет ввести чрезвычайно удобную для термодинамических расчетов T - s -диаграмму, на которой состояние термодинамической системы изображается точкой, а равновесный термодинамический процесс линией (рис. 3.1).

В равновесном (обратимом) процессе

$$\delta q = T ds \quad (3.5)$$

Формула (3.5) представляет собой аналитическое выражение второго закона термодинамики для обратимых процессов. Очевидно, что в T - s -диаграмме элементарная теплота процесса δq изображается элементарной площадкой с высотой T и основанием ds , а *площадь, ограниченная линией процесса, крайними ординатами и осью абсцисс, эквивалентна теплоте процесса*. Формула показывает, что ds и δq имеют одинаковые знаки, следовательно, по характеру изменения энтропии в равновесном процессе можно судить о том, в каком направлении происходит теплообмен. При подводе теплоты к телу ($\delta q > 0$) его энтропия возрастает ($ds > 0$), а при отводе теплоты ($\delta q < 0$) — убывает ($ds < 0$).

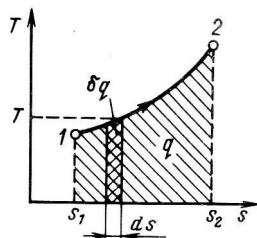


Рис.3.1. Графическое изображение теплоты в T,s - координатах

3.3.Общая формулировка второго закона термодинамики

Несмотря на эквивалентность теплоты и работы, процессы их взаимного превращения неравнозначны. Опыт показывает, что механическая энергия может быть полностью превращена в теплоту, например, путем трения, однако теплоту полностью превратить в механическую энергию в периодически повторяющемся процессе нельзя. Многолетние попытки осуществить такой процесс не увенчались успехом. Это связано с существованием фундаментального закона природы, называемого **вторым законом термодинамики**. Чтобы выяснить его сущность, обратимся к принципиальной схеме теплового двигателя.

Как показал опыт, все без исключения тепловые двигатели должны иметь горячий источник теплоты, рабочее тело, совершающее замкнутый процесс — цикл, и холодный источник теплоты.

Практически в существующих тепловых двигателях горячими источниками служат химические реакции сжигания топлива или внутриядерные реакции, а в качестве холодного источника используется окружающая среда — атмосфера. В качестве рабочих тел, как отмечалось выше, применяются газы или пары.

Цикл, в результате осуществления которого получается положительная работа называется прямым циклом или циклом теплового двигателя. Такой цикл совершается по часовой стрелке и в нем работа расширения должна быть больше работы сжатия.

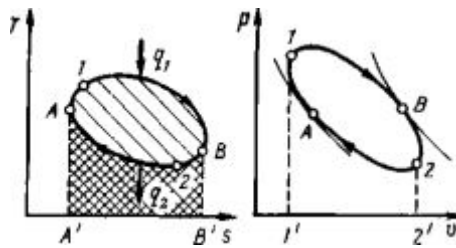


Рис.3.2. Круговой процесс (цикл) в p, v и T, s - координатах.

Работа двигателя осуществляется следующим образом (рис. 3.2). Расширяясь по линии $1B2$, рабочее тело совершает работу, равную площади $1B22'1'$ в P, v - диаграмме. В непрерывно действующей тепловой машине этот процесс должен повторяться многократно. Для этого нужно уметь возвращать рабочее тело в исходное состояние. Такой переход можно осуществить в процессе $2B1$, но при этом потребуются совершить над рабочим телом ту же самую по величине работу, но она будет отрицательна. Ясно, что это не имеет смысла, так как суммарная работа—работа цикла—окажется равной нулю.

Для того чтобы двигатель непрерывно производил механическую энергию, работа расширения должна быть больше работы сжатия. Поэтому кривая сжатия $2A1$ должна лежать ниже кривой расширения. Затраченная в процессе $2A1$ работа изображается площадью $2A11'2'$. В результате каждый килограмм рабочего тела совершает за цикл полезную работу l_u , эквивалентную площади $1B2A1$, ограниченной контуром цикла. Цикл можно разбить на два участка: $A1B$, на котором происходит подвод теплоты q_1 , и $B2A$, на котором происходит отвод теплоты q_2 . В точках A и B нет ни подвода, ни отвода теплоты, и в этих точках поток теплоты меняет знак. Таким образом, для непрерывной работы двигателя необходим циклический процесс, в котором к рабочему телу от горячего источника подводится теплота q_1 и отводится от него к холодному теплота q_2 . В T, s -диаграмме теплота q_1 эквивалентна площади $A'1A1BB'$, а q_2 —площади $A'1A2BB'$.

Применим первый закон термодинамики к циклу, который совершает 1 кг рабочего тела:

$$\oint \delta q = \oint du + \oint \delta l$$

Здесь $\oint$ означает интегрирование по замкнутому контуру $1B2A1$.

Внутренняя энергия системы является функцией состояния. При возвращении рабочего тела в исходное состояние она также приобретает исходное значение. Поэтому $\oint du = 0$, и предыдущее выражение превращается в равенство

$$q_u = l_u \quad (3.6)$$

где $q_c = \oint \delta q$ представляет собой ту часть теплоты горячего источника, которая превращена в работу. Это — теплота, полезно использованная в цикле, она равна разности теплот $q_1 - q_2$ и эквивалентна площади, ограниченной контуром цикла в T, S -диаграмме.

Отношение работы, производимой двигателем за цикл, к количеству теплоты, подведенной за этот цикл от горячего источника, называется термическим коэффициентом полезного действия (КПД) цикла:

$$\eta_t = l_c / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1 \quad (3.7)$$

Коэффициент полезного действия оценивает степень совершенства цикла теплового двигателя. Чем больше КПД, тем большая часть подведенной теплоты превращается в работу.

Соотношение (3.6) является математическим выражением принципа эквивалентности тепловой и механической энергии.

Отметим, что если исключить из схемы теплового двигателя холодный источник, то формально принцип эквивалентности не будет нарушен. Однако, как показывает опыт и как следует из проведенного выше анализа работы двигателя, такой двигатель работать не будет.

Тепловой двигатель без холодного источника теплоты, т. е. двигатель, полностью превращающий в работу всю полученную от горячего источника теплоту, называется вечным двигателем второго рода.

Таким образом, второй закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего утверждения: «Вечный двигатель второго рода невозможен». В более расшифрованном виде эту формулировку в 1851 г. дал В. Томсон: «Невозможна периодически действующая тепловая машина, единственным результатом действия которой было бы получение работы за счет отнятия теплоты от некоторого источника».

3.4. Прямой цикл Карно

Итак, для превращения теплоты в работу в непрерывно действующей машине нужно иметь по крайней мере тело или систему тел, от которых можно было бы получить теплоту (горячий источник); рабочее тело, совершающее термодинамический процесс, и тело, или систему тел, способную охлаждать рабочее тело, т. е. забирать от него теплоту, не превращенную в работу (холодный источник).

Рассмотрим простейший случай, когда имеется один горячий с температурой T_1 и один холодный с температурой T_2 источники теплоты. Теплоемкость каждого из них столь велика, что отъем рабочим телом теплоты от одного источника и передача ее другому практически не

меняет их температуры. Хорошей иллюстрацией могут служить земные недра в качестве горячего источника и атмосфера в качестве холодного.

Единственная возможность осуществления в этих условиях цикла, состоящего только из равновесных процессов, заключается в следующем. Теплоту от горячего источника к рабочему телу нужно подводить изотермически. В любом другом случае температура рабочего тела будет меньше температуры источника T_1 , т.е. теплообмен между ними будет неравновесным. Равновесно охладить рабочее тело от температуры горячего до температуры холодного источника T_2 , не отдавая теплоту другим телам (которых по условию нет), можно только путем адиабатного расширения с совершением работы. По тем же соображениям процесс теплоотдачи от рабочего тела к холодному источнику тоже должен быть изотермическим, а процесс повышения температуры рабочего тела от T_1 до T_2 — адиабатным сжатием с затратой работы. Такой цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат, носит название ц и к л а Карно, поскольку именно с его помощью С. Карно в 1824 г. установил основные законы превращения тепловой энергии в механическую.

Осуществление цикла Карно в тепловой машине можно представить следующим образом (рис.3.3.). Газ (рабочее тело) с

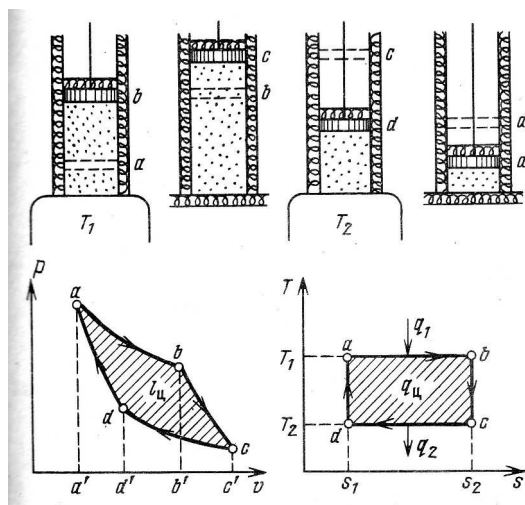


Рис.3.3.Прямой цикл Карно

начальными параметрами, помещен в цилиндр под поршень, причем боковые стенки цилиндра и поршень абсолютно нетеплопроводны, так что теплота может передаваться только через основание цилиндра.

Вводим цилиндр в соприкосновение с горячим источником теплоты. Расширяясь изотермически при температуре T_1 от объема v_a до объема v_b , газ забирает от горячего источника теплоту $q_1 = T_1(s_2 - s_1)$. В точке b подвод теплоты прекращаем и ставим цилиндр на теплоизолятор. Дальнейшее расширение рабочего тела происходит адиабатно. Работа расширения l_1 совершается при этом только за счет внутренней энергии, в результате чего температура газа падает до T_2 .

Теперь возвратим тело в начальное состояние. Для этого сначала поместим цилиндр на холодный источник с температурой T_2 и будем сжимать рабочее тело по изотерме cd , совершая работу l_2 и отводя при этом к нижнему источнику от рабочего тела теплоту $q_2 = T_2(s_2 - s_1)$. Затем снова поставим цилиндр на теплоизолятор и дальнейшее сжатие проведем в адиабатных условиях. Работа, затраченная на сжатие по линии da , идет на увеличение внутренней энергии, в результате чего температура газа увеличивается до T_1 .

Таким образом, в результате цикла каждый килограмм газа получает от горячего источника теплоту q_1 , отдает холодному теплоту q_2 и совершает работу l_{κ} .

Подставив в формулу (3.7), справедливую для любого цикла, выражения для q_1 и q_2 , получим, что термический КПД цикла Карно определяется формулой

$$\eta_t = 1 - T_2/T_1 \quad (3.8)$$

Из нее видно, что *термический КПД цикла Карно зависит только от абсолютных температур горячего и холодного источников*. Увеличить КПД цикла можно либо за счет увеличения температуры горячего источника, либо за счет уменьшения температуры холодного.

Являясь следствием второго закона термодинамики, формула для КПД цикла Карно, естественно, отражает его содержание. Из нее видно, что теплоту горячего источника можно было бы полностью превратить в работу, т. е. получить КПД цикла, равный единице, лишь в случае, когда $T_1 \rightarrow \infty$ либо $T_2 \rightarrow 0$. Оба значения температур недостижимы. (Недостижимость абсолютного нуля температур следует из третьего начала термодинамики).

При $T_1 = T_2$ термический КПД цикла равен нулю. Это указывает на невозможность превращения теплоты в работу, если все тела системы имеют одинаковую температуру, т.е. находятся между собой в тепловом равновесии.

Прямой цикл Карно является идеальным циклом тепловых двигателей, он является критерием при оценке степени совершенства циклов. Термический КПД реального теплового двигателя будет, конечно, ниже.

3.5. Обратный цикл Карно

Осуществим цикл Карно в обратном направлении (рис.3.4). Рабочее тело с начальными параметрами расширяется адиабатно, совершая работу расширения за счет внутренней энергии, и охлаждается от температуры T_1 до температуры T_2 . Дальнейшее расширение происходит по изотерме, и рабочее тело отбирает от нижнего источника с температурой T_2 теплоту q_2 . Далее газ подвергается сжатию сначала по адиабате, и его температура от T_2 повышается до T_1 , а затем — по изотерме ($T_1 = \text{const}$). При этом рабочее тело отдает верхнему источнику с температурой T_1 количество теплоты q_1 .

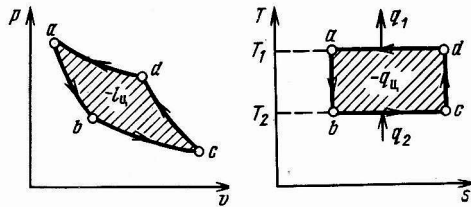


Рис.3.4. Обратный цикл Карно

Поскольку в обратном цикле сжатие рабочего тела происходит при более высокой температуре, чем расширение, работа сжатия, совершаемая внешними силами, больше работы расширения на величину площади $abcd$, ограниченной контуром цикла. Эта работа превращается в теплоту и вместе с теплотой q_2 передается верхнему источнику. Таким образом, затратив на осуществление обратного цикла работу l_u , можно перенести теплоту от источника с низкой температурой к источнику с более высокой температурой, при этом нижний источник отдаст количество теплоты q_2 , а верхний получит количество теплоты $q_1 = q_2 + l_u$.

Обратный цикл Карно является идеальным циклом холодильных установок и так называемых **тепловых насосов**.

В холодильной установке рабочими телами служат, как правило, пары легкокипящих жидкостей—фреона, аммиака и т.п. Процесс «перекачки теплоты» от тел, помещенных в холодильную камеру, к окружающей среде происходит за счет затрат электроэнергии.

Эффективность холодильной установки оценивается холодильным коэффициентом, определяемым как отношение количества теплоты, отнятой за цикл от холодильной камеры, к затраченной в цикле работе:

$$\varepsilon = q_2 / l_{\kappa} = q_2 / (q_1 - q_2) \quad (3.9)$$

Для обратного цикла Карно

$$\varepsilon = T_2 / (T_1 - T_2) \quad (3.10)$$

Заметим, что чем меньше разность температур между холодильной камерой и окружающей средой, тем меньше нужно затратить энергии для передачи теплоты от холодного тела к горячему и тем выше холодильный коэффициент.

Холодильную установку можно использовать в качестве теплового насоса. Если, например, для отопления помещения использовать электронагревательные приборы, то количество теплоты, выделенное в них, будет равно расходу электроэнергии. Если же это количество электроэнергии использовать в холодильной установке, горячим источником, т. е. приемником теплоты q_1 , в которой является отапливаемое помещение, а холодным — наружная атмосфера, то количество теплоты, полученное помещением

$$q_1 = q_2 + l_{\kappa} \dots \dots \dots (3.11)$$

где q_2 —количество теплоты, взятое от наружной атмосферы, а l_{κ} — расход электроэнергии. Понятно, что $q_1 > l_{\kappa}$, т.е. отопление с помощью теплового насоса выгоднее простого электрообогрева. Используя обратный цикл Карно, рассмотрим еще одну формулировку второго закона термодинамики, которую в то же время, что и В. Томсон, предложил Р. Клаузиус: *теплота не может самопроизвольно (без компенсации) переходить от тел с более низкой к телам с более высокой температурой*. Эта формулировка интуитивно следует из нашего повседневного опыта, который показывает, что самопроизвольно теплота переходит только от тел с более высокой к телам с более низкой температурой, а не наоборот. Можно доказать, что формулировка Р. Клаузиуса эквивалентна формулировке В. Томсона. Действительно, если бы теплота q_2 , полученная за цикл холодным источником, могла самопроизвольно перейти к горячему источнику, то за счет нее снова можно было бы получить какую-то работу — вечный двигатель второго рода, таким образом, был бы возможным. Из рассмотрения обратного цикла Карно следует, что передача теплоты от тела менее нагретого к телу более нагретому возможна, но этот «неестественный» (точнее-

несамопроизвольный) процесс требует соответствующей энергетической компенсации в системе. В обратном цикле Карно в качестве такой компенсации выступала затраченная работа, но это может быть и затрата теплоты более высокого потенциала, способной совершить работу при переходе на более низкий потенциал.

3.6. Изменение энтропии в неравновесных (необратимых) процессах

Рассмотрим принципиальные отличия неравновесных процессов от равновесных на примере расширения газа в цилиндре под поршнем (рис.3.5), получающего теплоту δq от источника с температурой T_1 и совершающего работу против внешней силы P , действующей на поршень.

Расширение будет равновесным только в случае, если температура газа T равна температуре источника ($T=T_1$), внешняя сила P равна давлению газа на поршень ($P=pF$) и при расширении газа нет ни внешнего, ни внутреннего трения. Работа расширения газа в этом случае равна $\delta l_{\text{равн}} = Pdy = pdv$, а изменение энтропии рабочего тела в таком процессе $ds_{\text{равн}} = \delta q/T$.

Невыполнение хотя бы одного из указанных условий делает расширение газа неравновесным. Если неравновесность вызвана трением поршня о стенки цилиндра, то работа δl , совершаемая против внешней силы P , оказывается меньше, чем $p dv$, так как часть ее затрачивается на преодоление трения и переходит в теплоту $\delta q_{\text{тр}}$.

Она воспринимается газом вместе с подведенной теплотой δq , в результате чего возрастание энтропии газа в неравновесном процессе $ds = (\delta q + \delta q_{\text{тр}})/T$ оказывается больше, чем в равновесном при том же количестве подведенной от источника теплоты δq . Если неравновесность вызвана отсутствием механического равновесия ($P < pF$), поршень будет двигаться ускоренно. Быстрое движение поршня вызывает появление вихрей в газе, затухающих под действием внутреннего трения, в результате чего часть работы расширения опять превращается в теплоту $\delta q_{\text{тр}}$. Работа против внешней силы снова получается меньше, а возрастание энтропии — больше, чем в равновесном процессе с тем же количеством теплоты δq . Если неравновесность вызвана теплообменом при конечной разности температур (температура газа T меньше температуры источника T_1), то возрастание энтропии рабочего тела $ds = \delta q/T$ оказывается больше, чем $ds_{\text{равн}} = \delta q/T_1$ в равновесном процессе из-за снижения температуры газа. При том же положении поршня, т. е. заданном удельном объеме v , меньшей температуре газа соответствует меньшее его давление p . Соответственно меньше должна быть и уравнивающая сила P' : $P' = p'F < P = pF$. Работа расширения против этой силы $\delta l = P'dy = p'dv <$

$p dv$. Итак, *неравновесность всегда приводит к увеличению энтропии рабочего тела при том же количестве подведенной теплоты и к потере части работы*. В общем виде это можно записать следующим образом:

$$ds = \delta q/T + ds_{\text{неравн}}; \delta l = p dv - \delta l_{\text{неравн}}$$

причем $ds_{\text{неравн}}$ и $\delta l_{\text{неравн}}$ всегда положительны.

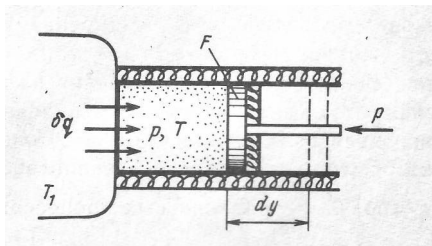


Рис.3.5. К определению изменения энтропии в неравновесных процессах

Ранее было показано, что для равновесных процессов справедливо соотношение $ds = \delta q/T$. Разобранный пример достаточно наглядно показывает, что в неравновесных процессах $ds > \delta q/T$, если δq — количество подведенной к системе или отведенной от нее теплоты, а T — температура источника теплоты. Обе записи являются аналитическими выражениями второго закона термодинамики:

$$ds = \delta q/T \text{ — в равновесных процессах} \quad (3.12)$$

$$ds > \delta q/T \text{ — в неравновесных процессах.} \quad (3.13)$$

Для изолированных систем, которые по определению не обмениваются теплотой с окружающей средой ($\delta q = 0$), эти выражения приобретают вид

$$ds \geq 0. \quad (3.14)$$

Если в адиабатно-изолированной системе осуществляются равновесные процессы, то энтропия системы остается постоянной.

Самопроизвольные (а значит, и неравновесные) процессы в изолированной системе всегда приводят к увеличению энтропии. Это положение представляет собой наиболее общую формулировку второго начала термодинамики для неравновесных процессов, известную под названием **принципа возрастания энтропии**.

Следует подчеркнуть, что неравенство (3.13) применимо только к изолированным системам. Если от системы отводится теплота, то ее энтропия может убывать, однако суммарное изменение энтропии системы и энтропии внешних тел всегда положительно (либо равно нулю, если в системе протекают равновесные процессы).

Когда изолированная система находится в состоянии с максимальной энтропией, то в ней не могут протекать никакие самопроизвольные процессы, потому что любой самопроизвольный процесс неравновесен и сопровождается увеличением энтропии. Поэтому состояние изолированной системы с максимальной энтропией является состоянием ее устойчивого равновесия, и самопроизвольные процессы могут протекать в изолированной системе лишь до тех пор, пока она не достигнет состояния равновесия.

3.7. Понятие об эксергии

Второй закон термодинамики позволяет определить максимальную полезную работу, производимую тепловым двигателем, она называется работоспособностью или эксергией. **Работоспособность или эксергия** – это максимальная полезная работа, которая может быть получена в обратимом процессе изменения состояния системы от данного до состояния равновесия с окружающей средой.

Пусть параметры рабочего тела – начальные: P_1 и T_1 , параметры окружающей среды неизменны и равны P_0 и T_0 , в общем случае: $P_1 \neq P_0$, $T_1 \neq T_0$.

Максимальное количество работы может быть получено при обратимом переходе рабочего тела из начального состояния с параметрами P_1 , T_1 в конечное с параметрами P_2 , T_2 , находящееся в равновесном состоянии с окружающей средой $P_2 = P_0$, $T_2 = T_0$.

Важной задачей является численное определение максимальной полезной работы (эксергии).

Понятие эксергии было введено в термодинамике в 1956г., ее обозначение и размерность:

$E_x (E)$ – полная эксергия, кДж,

$e_x (e)$ – удельная эксергия, кДж/кг.

Условия производства работы:

1. Изолированная термодинамическая система может произвести работу только в том случае, если она не находится в равновесном состоянии, то есть если t^0 или P отдельных тел, входящих в систему не одинаковы.

По мере производства работы система будет приближаться к равновесному состоянию, после достижения которого работоспособность системы окажется исчерпанной.

2. Для получения наибольшей работы при переходе системы из неравновесного состояния в равновесное необходимо, чтобы все процессы, протекающие в системе, были полностью обратимы.

Равновесие: механическое $P_1 = P_2 = \dots P_n$,

термическое $T_1 = T_2 = \dots T_n$.

Возможны три случая:

1) *система неподвижна*

$$L_{\max} = Ex = (U_1 - U_0) - T_0(S_1 - S_0) + P_0(V_1 - V_0), \quad (3.15)$$

$$\text{Для 1 кг: } ex = (u_1 - u_0) - t_0(s_1 - s_0) + p_0(v_1 - v_0). \quad (3.16)$$

2) *для потока*

$$L_{\max} = Ex = (H_1 - H_0) - T_0(S_1 - S_0) \quad (3.17)$$

$$\text{Для 1 кг: } ex = (h_1 - h_0) - t_0(s_1 - s_0). \quad (3.18)$$

Эксергия не зависит от процесса, а определяется только параметрами рабочего тела (потока) и параметрами окружающей среды.

Действительная работа всегда меньше максимальной работы и зависит от процесса.

$L_{\max} - L_{\text{действ}} = \Delta L$ – потеря работоспособности системы, вследствие необратимости процессов, протекающих в системе.

Потеря работоспособности рассчитывается по формуле:

$$\Delta L = T_0 \cdot \Delta S_{\text{сист}} - \text{уравнение Гюи-Стодолы}, \quad (3.19)$$

Где ΔL - теплота, бесполезно переданная окружающей среде.

3) *эксергия теплоты – это максимальная полезная работа, которую можно получить за счет теплоты горячего источника с температурой T_1 в обратимом цикле Карно при условии, что температура холодного источника равна температуре окружающей среды T_0 .*

Для произвольного цикла термический КПД определяется по формуле:

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

Для цикла Карно:

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

$$e_q = e_{\text{обр.цикла}}^{\max} = q_1 \cdot \eta_t^k = q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

$$T_2 = T_0$$

$$e_q = q_1 \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) \quad (3.20)$$

ГЛАВА 4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В

ГАЗАХ, ПАРАХ И ИХ СМЕСЯХ

4.1. Термодинамические процессы идеальных газов

Основными процессами, весьма важными и в теоретическом, и в прикладном отношении, являются: изохорный, протекающий при постоянном объеме; изобарный, протекающий при постоянном давлении; изотермический, происходящий при постоянной температуре; адиабатный — процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой, и политропный, удовлетворяющий уравнению $p v^n = \text{const}$.

Метод исследования процессов, не зависящий от их особенностей и являющийся общим, состоит в следующем:

- выводится уравнение процесса, устанавливающее связь между начальными и конечными параметрами рабочего тела в данном процессе;
- вычисляется работа изменения объема газа;
- определяется количество теплоты, подведенной (или отведенной) к газу в процессе;
- определяется изменение внутренней энергии системы в процессе;
- определяется изменение энтропии системы в процессе.

Изохорный процесс. При изохорном процессе выполняется условие $dv = 0$ или $v = \text{const}$. Из уравнения состояния идеального газа следует, что $p/T = R/v = \text{const}$, т. е. давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре (закон Шарля):

$$P_2/P_1 = T_2/T_1 \quad (4.1)$$

На рис. 4.1 представлен график процесса.

Работа расширения в этом процессе равна нулю, так как $dv = 0$.

Количество теплоты, подведенной к рабочему телу в процессе 1-2 при $c_v = \text{const}$, определяется из соотношения:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1). \quad (4.2)$$

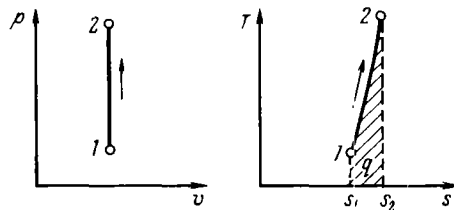


Рис. 4.1. Изохорный процесс в p , v - и T , s -координатах

При переменной теплоемкости

$$q = c_{vcp} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{vcp} \Big|_0^{t_1} t_1. \quad (4.3)$$

Так как $l = 0$, то в соответствии с первым законом термодинамики $\Delta u = q$

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1) \text{ при } c_v = \text{const};$$

$$\Delta u = c_{vcp} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{vcp} \Big|_0^{t_1} t_1. \quad \text{при } c_v = \text{var}; \quad (4.4)$$

Поскольку внутренняя энергия идеального газа является функцией только его температуры, то формулы (4.4) справедливы для любого термодинамического процесса идеального газа.

Изменение энтропии в изохорном процессе определяется по формуле:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln (p_2/p_1) = c_v \ln (T_2/T_1), \quad (4.5)$$

т. е. зависимость энтропии от температуры на изохоре при $c_v = \text{const}$ имеет логарифмический характер (см. рис 4.1).

Изобарный процесс. Из уравнения состояния идеального газа при $p = \text{const}$: находим $v / T = R / p = \text{const}$, или

$$v_2/v_1 = T_2/T_1, \quad (4.6)$$

т. е. в изобарном процессе объем газа пропорционален его абсолютной температуре (закон Гей-Люссака). На рис. 4.2 изображен график процесса. Работа расширения

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1). \quad \dots\dots\dots(4.7)$$

Так как $pv_1 = RT_1$ и $pv_2 = RT_2$, то одновременно

$$l = R (T_2 - T_1) \quad (4.8)$$

Количество теплоты, сообщаемое газу при нагревании (или отдаваемое им при охлаждении), находим из уравнения

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_{p\text{cp}}(t_2 - t_1) \quad (4.9)$$

где $c_{p\text{cp}}$ - средняя массовая изобарная теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2 , а при $c_p = \text{const}$

$$q = c_p(t_2 - t_1) \quad (4.10)$$

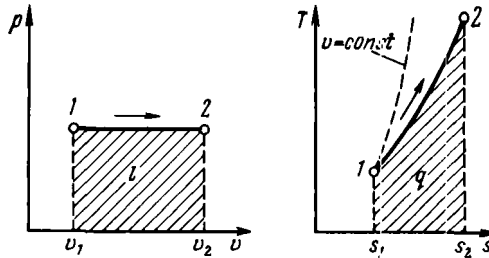


Рис 4.2. Изобарный процесс в p, v - и T, s -координатах

Изменение энтропии при $c_p = \text{const}$ определяется по формуле

$$s_2 - s_1 = c_p \ln (T_2/T_1) \quad (4.11)$$

т. е. температурная зависимость энтропии при изобарном процессе тоже имеет логарифмический характер, но поскольку $c_p > c_v$, то изобара в T, s -диаграмме идет более полого, чем изохора.

Изотермический процесс. При изотермическом процессе температура постоянна, следовательно, $p v = R T = \text{const}$, или

$$v_2/v_1 = p_1/p_2, \quad (4.12)$$

т. е. давление и объем обратно пропорциональны друг другу, так что при изотермическом сжатии давление газа возрастает, а при расширении — падает (закон Бойля - Мариотта).

Графиком изотермического процесса в p, v - координатах, как показывает уравнение (4.12), является равнобокая гипербола, для которой координатные оси служат асимптотами (рис. 4.3).

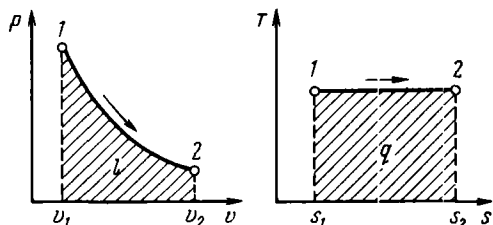


Рис. 4.3. Изотермический процесс в p, v - и T, s - координатах
Работа процесса

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} RT dv/v = RT \ln (v_2/v_1) = \\ = RT \ln (p_1/p_2). \quad (4.13)$$

Так как температура не меняется, то внутренняя энергия идеального газа в данном процессе остается постоянной ($\Delta u = 0$) и вся подводимая к газу теплота полностью превращается в работу расширения:

$$q = l \quad (4.14)$$

При изотермическом сжатии от газа отводится теплота в количестве, равном затраченной на сжатие работе.

Изменение энтропии в изотермическом процессе выражается формулой

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 \delta q/T = q/T = \\ = R \ln (p_1/p_2) = R \ln (v_2/v_1) \quad (4.15)$$

Адиабатный процесс. Процесс, происходящий без теплообмена с окружающей средой, называется адиабатным, т. е. $\delta q = 0$. Для того чтобы осуществить такой процесс, следует либо теплоизолировать газ, т. е. поместить его в адиабатную оболочку, либо провести процесс настолько быстро, чтобы изменение температуры газа, обусловленное его теплообменом с окружающей средой, было пренебрежимо мало по

сравнению с изменением температуры, вызванным расширением или сжатием газа. Как правило, это возможно, ибо теплообмен происходит значительно медленнее, чем сжатие или расширение газа.

Уравнения первого закона термодинамики для адиабатного процесса принимают вид: $c_p dT - v dp = 0$, $c_v dT + p dv = 0$. Поделив первое уравнение на второе, получим

$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = - \frac{v dp}{p dv}, \text{ или } k \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p}.$$

Интегрируя последнее уравнение при условии, что $k = c_p/c_v = \text{const}$, находим

$$\begin{aligned} k \int_{v_1}^{v_2} dv/v &= \\ &= - \int_{p_1}^{p_2} dp/p \text{ и } k \ln (v_2/v_1) = \ln (p_1/p_2). \end{aligned}$$

После потенцирования имеем $(v_2/v_1)^k = p_1/p_2$, или

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k, \quad (4.16)$$

Это и есть уравнения адиабаты идеального газа при постоянном отношении теплоемкостей ($k = \text{const}$).

Величина $k = c_p/c_v$ (4.17)

называется показателем адиабаты. Подставив $c_p = c_v + R$, получим $k = 1 + R/c_v$. Согласно классической кинетической теории теплоемкость газов не зависит от температуры, поэтому можно считать, что величина k также не зависит от температуры и определяется числом степеней свободы молекулы. Для одноатомного газа $k = 1,66$, для двухатомного $k = 1,4$, для трех- и многоатомных газов $k = 1,33$.

Поскольку $k > 1$, то в координатах p, v (рис. 4.4) линия адиабаты идет круче линии изотермы: при адиабатном расширении давление понижается быстрее, чем при изотермическом, так как в процессе расширения уменьшается температура газа.

Определив из уравнения состояния, написанного для состояний 1 и 2, отношение объемов или давлений и подставив их в (4.16), получим уравнение адиабатного процесса в форме, выражающей зависимость температуры от объема или давления

$$\begin{aligned} T_2/T_1 &= (v_1/v_2)^{k-1}; \\ T_2/T_1 &= (p_2/p_1)^{(k-1)/k}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

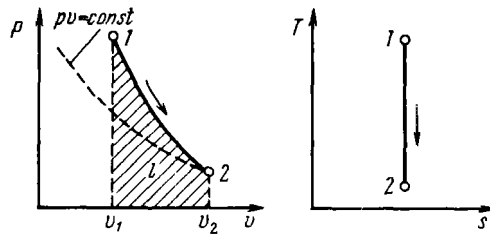


Рис. 4.4. Адиабатный процесс в p , v - и T , s -координатах

Работа расширения при адиабатном процессе согласно первому закону термодинамики совершается за счет уменьшения внутренней энергии и может быть вычислена по одной из следующих формул:

$$l = -\Delta u = c_v (T_1 - T_2) = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2). \quad (4.19)$$

Поскольку $p_1 v_1 = R T_1$ и $p_2 v_2 = R T_2$, то работа определяется

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (4.20)$$

В данном процессе теплообмен газа с окружающей средой исключается, поэтому $q = 0$. Выражение $c = \delta q / dT$ показывает, что теплоемкость адиабатного процесса равна нулю.

Поскольку при адиабатном процессе $\delta q = 0$, энтропия рабочего тела не изменяется ($ds = 0$ и $s = \text{const}$). Следовательно, на T , s -диаграмме адиабатный процесс изображается вертикальной линией.

Политропный процесс и его обобщающее значение. Любой произвольный процесс можно описать в p , v - координатах (по крайней мере на небольшом участке) уравнением

$$pv^n = \text{const}, \quad (4.21)$$

подбирая соответствующее значение n . Процесс, описываемый уравнением (4.21), называется **политропным**. Показатель политропы n может принимать любое численное значение в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, но для данного процесса он является величиной постоянной.

Из уравнения (4.21) и уравнения Клапейрона нетрудно получить выражения, устанавливающие связь между p , v и T в любых двух точках на политропе, аналогично тому, как это было сделано для адиабаты:

$$p_2/p_1 = (v_1/v_2)^n; \quad T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{n-1};$$

$$T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(n-1)/n}. \quad (4.22)$$

Так как для политропы в соответствии с (4.22)

$$\rho = \rho_1 (v_1/v)^n,$$

то

$$l = \rho_1 v_1^n \int_{v_1}^{v_2} dv/v^n =$$

$$= \frac{\rho_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] =$$

$$= \frac{\rho_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (4.23)$$

Уравнения (4.23) можно преобразовать к виду:

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

$$l = \frac{\rho_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right);$$

$$l = \frac{1}{n-1} (\rho_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (4.24)$$

Количество подведенной (или отведенной) в процессе теплоты можно определить с помощью уравнения первого закона термодинамики:

$$q = (u_2 - u_1) + l.$$

Поскольку $u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1)$, а работа по (4.24), то

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) = c_n (T_2 - T_1), \quad (4.25)$$

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1} \quad (4.26)$$

представляет собой теплоемкость идеального газа в политропном процессе.

При постоянных c_v , k и n теплоемкость $c_{пол} = \text{const}$, поэтому политропный процесс иногда определяют как процесс с постоянной теплоемкостью.

Изменение энтропии

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.27)$$

Политропный процесс имеет обобщающее значение, ибо охватывает всю совокупность основных термодинамических процессов.

На рис. 4.5 показано взаимное расположение на p , v - и T , s -диаграммах политропных процессов с разными значениями показателя политропы. Все процессы начинаются в одной точке («в центре»).

Изохора ($n = \pm \infty$) делит поле диаграммы на две области: процессы, находящиеся правее изохоры, характеризуются положительной работой, так как сопровождаются расширением рабочего тела; для процессов, расположенных левее изохоры, характерна отрицательная работа.

Процессы, расположенные правее и выше адиабаты, идут с подводом теплоты к рабочему телу; процессы, лежащие левее и ниже адиабаты, протекают с отводом теплоты.

Для процессов, расположенных над изотермой ($n=1$), характерно увеличение внутренней энергии газа; процессы, расположенные под изотермой, сопровождаются уменьшением внутренней энергии.

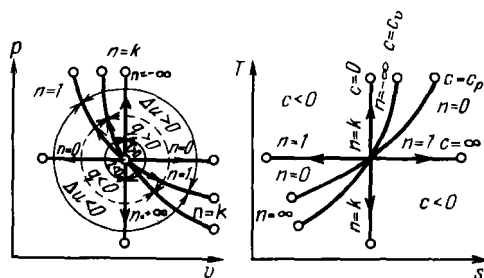


Рис. 4.5. Основные термодинамические процессы идеального газа в p , v - и T , s -координатах

Процессы, расположенные между адиабатой и изотермой, имеют отрицательную теплоемкость, так как δq и du (а следовательно, и dT), имеют в этой области противоположные знаки. В таких процессах $|l| > |q|$, поэтому на производство работы при расширении тратится не только подводимая теплота, но и часть внутренней энергии рабочего тела.

Расчет адиабатного процесса

Всесоюзным теплотехническим институтом (ВТИ) разработаны простые и точные методы расчета адиабатного процесса с помощью термодинамических функций π_0, θ_0 .

Эти функции могут быть использованы только для идеального газа и позволяют учитывать зависимость теплоемкости, а, следовательно, и показателя адиабаты от температуры, т.к.

$$k = \frac{C_p}{C_v}$$

Запишем первый закон термодинамики через энтальпию

$$\delta q = dh - V \cdot dP$$

В адиабатном процессе $\delta q = 0$, следовательно

$$dh = VdP$$

С другой стороны

$$dh = C_p dT$$

Из уравнения состояния $V = \frac{RT}{P}$

Получаем на основании этого

$$C_p \cdot dT = RT \cdot \frac{dP}{P}$$

Разделим обе части этого выражения на RT , получаем

$$\frac{1}{R} \cdot \frac{C_p \cdot dT}{T} = \frac{dP}{P}$$

Проинтегрируем это выражение в интервале температур от T_1 до T_2 при условии, что $C_p = f(T)$.

Учитывая зависимость теплоемкости от температуры, получим

$$\frac{1}{R} \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_p \cdot dT}{T} = \ln \frac{P_2}{P_1}$$

Потенцируя полученное выражение

$$e^{\frac{1}{R} \cdot \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_p \cdot dT}{T}} = \frac{P_2}{P_1}$$

или

$$e^{\frac{1}{R} \cdot \int_0^{T_2} \frac{C_p \cdot dT}{T} - \frac{1}{R} \cdot \int_0^{T_1} \frac{C_p \cdot dT}{T}} = \frac{P_2}{P_1}$$

$$\frac{e^{\frac{1}{R} \cdot \int_0^{T_2} \frac{C_p \cdot dT}{T}}}{e^{\frac{1}{R} \cdot \int_0^{T_1} \frac{C_p \cdot dT}{T}}} = \frac{P_2}{P_1}$$

Обозначим:

$$e^{\frac{1}{R} \cdot \int_0^T \frac{C_p \cdot dT}{T}} = \pi_0 \quad (4.28)$$

π_0 – относительное давление.

$$\text{Тогда} \quad \frac{\pi_{02}}{\pi_{01}} = \frac{P_2}{P_1} \quad (4.29)$$

$\pi_0 = f(T)$, определяется по таблице С.Л.Ривкина «Термодинамические свойства газов».

Запишем первый закон термодинамики через внутреннюю энергию

$$\delta q = dU + PdV = 0$$

В адиабатном процессе $\delta q = 0$, а давление выразим из уравнения состояния, тогда

$$C_v \cdot dT = -RT \cdot \frac{dV}{V}$$

Разделим на $-RT$

$$-\frac{C_v \cdot dT}{RT} = \frac{dV}{V}$$

$$C_v \neq const, C_v = f(t).$$

Проинтегрируем выражение при условии, что теплоемкость зависит от температуры

$$-\frac{1}{R} \cdot \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_V \cdot dT}{T} = \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Потенцируя, получим

$$e^{-\frac{1}{R} \int_{T_1}^{T_2} \frac{C_V \cdot dT}{T}} = \frac{V_2}{V_1}$$

$$e^{-\frac{1}{R} \int_0^{T_2} \frac{C_V \cdot dT}{T} + \frac{1}{R} \int_0^{T_1} \frac{C_V \cdot dT}{T}} = \frac{V_2}{V_1}$$

$$\frac{e^{-\frac{1}{R} \int_0^{T_2} \frac{C_V \cdot dT}{T}}}{e^{-\frac{1}{R} \int_0^{T_1} \frac{C_V \cdot dT}{T}}} = \frac{V_2}{V_1}$$

Обозначим

$$e^{-\frac{1}{R} \int_0^T \frac{C_V \cdot dT}{T}} = \theta_0 \quad (4.30)$$

θ_0 – относительный объем.

Тогда

$$\frac{\theta_{02}}{\theta_{01}} = \frac{V_2}{V_1} \quad (4.31)$$

$\theta_0 = f(T)$ определяется по таблице С.Л.Ривкина

Значения π_0 и θ_0 для различных газов подсчитаны в функции температуры и приведены в таблице «Термодинамические свойства газов» С.Л.Ривкина.

Таблицы составлены в Международной системе единиц с интервалом в 1°С и включают данные о термодинамических свойствах газов в области температур от -50 до +1500°С:

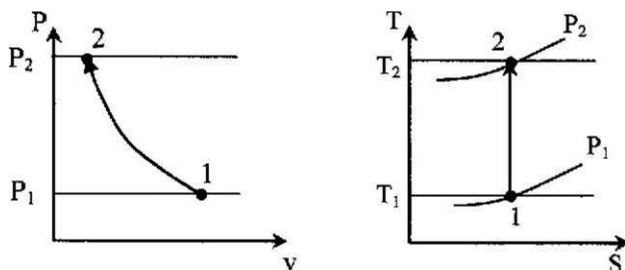
t	T	h	U	π_0	θ_0	S^0	μh	μU	μS^0
°С	К	кДж/ кг	кДж/ кг	—	—	кДж/ кг*К	кДж/ кмоль		кДж/ кмоль*К

Расчет адиабатного процесса табличным методом значительно проще, чем с помощью аналитических зависимостей, а, главное, точнее, так как позволяет учесть зависимость теплоемкости, а, следовательно, и показателя адиабаты от температуры.

Рассмотрим пример:

В компрессор ГТУ поступает воздух с начальными параметрами $t_1=20^\circ\text{C}$ и $P_1=0,1$ МПа. Воздух адиабатно сжимается до давления $P_2=3$ МПа. Определить температуру в конце адиабатного сжатия.

Изобразим процесс сжатия в компрессоре на P, v - и T, s -диаграммах:



Возможны два способа решения:

1-й способ – не позволяет учесть зависимость теплоемкости, а, следовательно, показателя адиабаты от температуры:

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

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

$$k = 1,4$$

$$c = \text{const.}$$

Т.к. конечная температура не известна, нельзя учесть зависимость показателя адиабаты от температуры, можно принять его значение 1,4 для воздуха и всех двухатомных газов.

2-й способ - решаем с помощью таблиц С.Л.Ривкина:

При $t_1 = 20^\circ\text{C}$, определяем по таблице $\pi_{01} = 1,2791$.

$$\text{Так как } \frac{\pi_{02}}{\pi_{01}} = \frac{P_2}{P_1}, \pi_{02} = \frac{\pi_{01} \cdot P_2}{P_1} = \frac{1,2791 \cdot 3}{0,1} = 38,373.$$

По значению $\pi_{02} = 38,373$ определяем из таблицы температуру в конце процесса - $t_2 = 482^\circ\text{C}$, $T_2 = 755\text{ K}$.

Второй способ позволяет учитывать зависимость показателя адиабаты от температуры и является более точным.

4.2. Термодинамические процессы реальных газов

В качестве реального газа рассмотрим водяной пар, который широко используется во многих отраслях техники, и прежде всего в теплоэнергетике, где он является основным рабочим телом. Поэтому исследование термодинамических свойств воды и водяного пара имеет большое практическое значение.

Процесс парообразования. Основные понятия и определения. Рассмотрим процесс получения пара. Для этого 1 кг воды при температуре 0°C поместим в цилиндр с подвижным поршнем. Приложим к поршню извне некоторую постоянную силу P . Тогда при площади поршня F давление будет постоянным и равным $p = P/F$. Изобразим процесс парообразования, т. е. превращения вещества из жидкого состояния в газообразное, в p, v -диаграмме (рис. 4.6).

Начальное состояние воды, находящейся под давлением p и имеющей температуру 0°C , изобразится на диаграмме точкой a_0 . При подводе теплоты к воде ее температура постепенно повышается до тех пор, пока не достигнет температуры кипения t_s , соответствующей данному давлению. При этом удельный объем жидкости сначала уменьшается, достигает минимального значения при $t = 4^\circ\text{C}$, а затем начинает возрастать. (Такой аномалией—увеличением плотности при нагревании в некотором диапазоне температур—обладают немногие жидкости. У большинства жидкостей удельный объем при нагревании увеличивается монотонно.) Состояние жидкости, доведенной до температуры кипения, изображается на диаграмме точкой a' . При дальнейшем подводе теплоты начинается кипение воды с сильным увеличением объема. В цилиндре теперь находится двухфазная среда — смесь воды и пара, называемая **в л а ж н ы м н а с ы щ е н н ы м п а р о м**. По мере подвода теплоты количество жидкой фазы уменьшается, а паровой — растет. Температура смеси при этом остается неизменной и равной t_s , так как вся теплота расходуется на испарение жидкой фазы. Следовательно, процесс парообразования на этой стадии является изобарно-изотермическим. Наконец, последняя капля воды превращается в пар, и цилиндр оказывается заполненным только паром, который называется **с у х и м н а с ы щ е н н ы м**. Состояние его изображается точкой a'' .

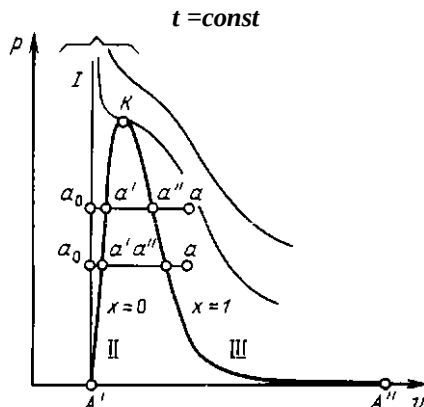


Рис. 4.6. p, v -диаграмма водяного пара

Насыщенным называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. Динамическое равновесие заключается в том, что количество молекул, вылетающих из воды в паровое пространство, равно количеству молекул, конденсирующихся на ее поверхности. В паровом пространстве при этом равновесном состоянии находится максимально возможное при данной температуре число молекул. При увеличении температуры количество молекул, обладающих энергией, достаточной для вылета в паровое пространство, увеличивается. Равновесие восстанавливается за счет возрастания давления пара, которое ведет к увеличению его плотности и, следовательно, количества молекул, в единицу времени конденсирующихся на поверхности воды. Отсюда следует, что давление насыщенного пара является монотонно возрастающей функцией его температуры, или, что то же самое, температура насыщенного пара есть монотонно возрастающая функция его давления.

При увеличении объема над поверхностью жидкости, имеющей температуру насыщения, некоторое количество жидкости переходит в пар, при уменьшении объема «излишний» пар снова переходит в жидкость, но в обоих случаях давление пара остается постоянным.

Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, называется **сухим насыщенным паром**. Его удельный объем и температура являются функциями давления. Поэтому состояние сухого пара можно задать любым из параметров — давлением, удельным объемом или температурой.

Двухфазная смесь, представляющая собой пар со взвешенными в нем капельками жидкости, называется **влажным насыщенным паром**. Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется **степенью сухости** пара и обозначается буквой x . Массовая доля кипящей воды во влажном паре, равная $1-x$, называется **степенью влажности**. Для кипящей жидкости $x=0$, а для сухого насыщенного пара $x=1$. Состояние влажного пара характеризуется двумя параметрами: давлением (или температурой насыщения t_s , определяющей это давление) и степенью сухости пара.

При сообщении сухому пару теплоты при том же давлении его температура будет увеличиваться, пар будет перегреваться. Точка а изображает состояние **перегретого пара** и в зависимости от температуры пара может лежать на разных расстояниях от точки а". Таким образом, **перегретым** называется пар, температура которого превышает температуру насыщенного пара того же давления.

Так как удельный объем перегретого пара при том же давлении больше, чем насыщенного, то в единице объема перегретого пара содержится меньшее количество молекул, значит, он обладает меньшей плотностью. Состояние перегретого пара, как и любого газа, определяется двумя любыми независимыми параметрами.

Если рассмотреть процесс парообразования при более высоком давлении, то можно заметить следующие изменения. Точка a_0 , соответствующая состоянию 1 кг воды при 0°C и новом давлении, остается почти на той же вертикали, так как вода практически несжимаема. Точка а' смещается вправо, ибо с ростом давления увеличивается температура кипения, а жидкость при повышении температуры расширяется. Что же касается пара (точка а"), то, несмотря на увеличение температуры кипения, удельный объем пара все-таки падает из-за более сильного влияния растущего давления.

Поскольку удельный объем жидкости растет, а пара падает, то при постоянном увеличении давления мы достигнем такой точки, в которой удельные объемы жидкости и пара сравняются. Эта точка называется **критической**. В критической точке различия между жидкостью и паром исчезают. Для воды параметры критической точки К составляют: $p_{кр}=22,1\text{МПа}$; $t_{кр}=374,15^\circ\text{C}$; $v_{кр}=0,00326\text{ м}^3/\text{кг}$.

Критическая температура — это максимально возможная температура сосуществования двух фаз: жидкости и насыщенного пара. При температурах, больших критической, возможно существование только одной фазы. Название этой фазы (жидкость или перегретый пар) в какой-то степени условно и определяется обычно ее температурой. Все газы являются сильно перегретыми сверх $T_{кр}$ парами. Чем выше

температура перегрева (при данном давлении), тем ближе пар по своим свойствам к идеальному газу.

Наименьшим давлением, при котором еще возможно равновесие воды и насыщенного пара, является давление, соответствующее **тройной точке**. Под последней понимается то единственное состояние, в котором могут одновременно находиться в равновесии пар, вода и лед (точка A' на рис. 4.6). Параметры тройной точки для воды: $p_0 = 611 \text{ Па}$; $t_0 = 0,01^\circ \text{C}$; $v_0 = 0,00100 \text{ м}^3/\text{кг}$. Процесс парообразования, происходящий при абсолютном давлении $p_0 = 611 \text{ Па}$, показан на диаграмме изобарой $A'A''$, которая практически совпадает с осью абсцисс. При более низких давлениях пар может сосуществовать лишь в равновесии со льдом. Процесс образования пара непосредственно из льда называется **сублимацией**.

Если теперь соединить одноименные точки плавными кривыми, то получим **нулевую изотерму I**, каждая точка которой соответствует состоянию 1 кг воды при 0°C и давлению p , **нижнюю пограничную кривую II**, представляющую зависимость от давления удельного объема жидкости при температуре кипения, и **верхнюю пограничную кривую III**, дающую зависимость удельного объема сухого насыщенного пара от давления.

Все точки горизонталей между кривыми **II** и **III** соответствуют состояниям влажного насыщенного пара, точки кривой **II** определяют состояние кипящей воды, точки кривой **III** — состояния сухого насыщенного пара. Влево от кривой **II** до нулевой изотермы лежит область некипящей однофазной жидкости, вправо от кривой **III** — область перегретого пара. Таким образом, кривые **II** и **III** определяют область насыщенного пара, отделяя ее от области воды и перегретого пара, и поэтому называются **пограничными**. Выше точки **K**, где пограничных кривых нет, находится область однофазных состояний, в которой нельзя провести четкой границы между жидкостью и паром.

Определение параметров воды и пара. Термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара берутся из таблиц теплотехнических свойств воды и водяного пара. В этих таблицах термодинамические величины со штрихом относятся к воде, нагретой до температуры кипения, а величины с двумя штрихами — к сухому насыщенному пару.

Поскольку для изобарного процесса подведенная к жидкости теплота $q = h_2 - h_1$, то, применив это соотношение к процессу $a'a''$, получим

$$q = r = h'' - h'.$$

Величина r называется **теплотой парообразования** и определяет количество теплоты, необходимое для превращения одного килограмма кипящей воды в сухой насыщенный пар той же температуры.

Приращение энтропии в процессе парообразования определяется формулой

$$s'' - s' = \int \frac{\delta q}{T} = \frac{1}{T_s} \int \delta q = \frac{r}{T_s}.$$

За нулевое состояние, от которого отсчитываются величины s' , s'' , принято состояние воды в тройной точке. Так как состояние кипящей воды и сухого насыщенного пара определяется только одним параметром, то по известному давлению или температуре из таблиц воды и водяного пара берутся значения v' , v'' , h' , h'' , s' , s'' , r .

Удельный объем v_x , энтропия s_x и энтальпия h_x влажного насыщенного пара определяются по правилу аддитивности. Поскольку в 1 кг влажного пара содержится x кг сухого и $(1-x)$ кг кипящей воды, то

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

Аналогично

$$s = s' + x(s'' - s') = s' + xr/T_s$$

$$h_x = h' + x(h'' - h') = h' + xr$$

Непосредственно из таблиц взять параметры влажного пара нельзя. Их определяют по приведенным выше формулам по заданному давлению (или температуре) и степени сухости.

Однофазные состояния некипящей воды и перегретого пара задаются двумя параметрами. По заданным давлению и температуре из таблиц воды и перегретого пара находят значения v , h , s .

Т, s-диаграмма водяного пара. Для исследования различных процессов с водяным паром кроме таблиц используется Т, s-диаграмма (рис. 4.7). Она строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в Т, s-координаты.

Состояние воды в тройной точке ($s_0=0$; $T_0=273,16\text{K}$) изображается в диаграмме точкой А'. Откладывая на диаграмме для разных температур значения s' и s'' , получим нижнюю и верхнюю пограничные кривые. Влево от нижней пограничной кривой располагается область жидкости, между пограничными кривыми — двухфазная область влажного насыщенного пара, вправо и вверх от верхней пограничной кривой — область перегретого пара.

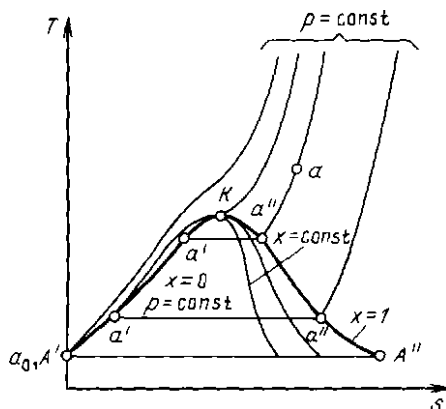


Рис. 4.7. T, s -диаграмма водяного пара

На диаграмму наносят изобары, изохоры и линии постоянной степени сухости, для чего каждую изобару $a'a''$ делят на одинаковое число частей и соединяют соответствующие точки линиями $x = \text{const}$. Область диаграммы, лежащая ниже нулевой изотермы, отвечает различным состояниям смеси пар + лед.

h, s -диаграмма водяного пара. Если за независимые параметры, определяющие состояние рабочего тела, принять энтропию s и энтальпию h , то каждое состояние можно изобразить точкой на h, s -диаграмме.

На рис. 4.8 изображена h, s -диаграмма для водяного пара, которая строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в h, s -координаты.

За начало координат принято состояние воды в тройной точке. Откладывая на диаграмме для различных давлений значения s' и h' для воды при температуре кипения, а также s'' и h'' для сухого насыщенного пара, получаем нижнюю и верхнюю пограничные кривые.

Изобары в двухфазной области влажного пара представляют собой пучок расходящихся прямых. Действительно, в процессе $p = \text{const}$ $ds = dh/T$ или $(dh/ds)_p = T$, т.е. тангенс угла наклона изобары в h, s -координатах численно равен абсолютной температуре данного состояния. Так как в области насыщения изобара совпадает с изотермой, тангенс угла наклона постоянен и изобара является прямой. Чем выше давление насыщения, тем выше температура, тем больше тангенс угла наклона изобары, поэтому в области насыщения прямые $p = \text{const}$ расходятся. Чем больше давление, тем выше лежит изобара. Критическая точка K лежит не на вершине, как это было в p, v - и T, s -диаграммах, а на левом склоне пограничной кривой.

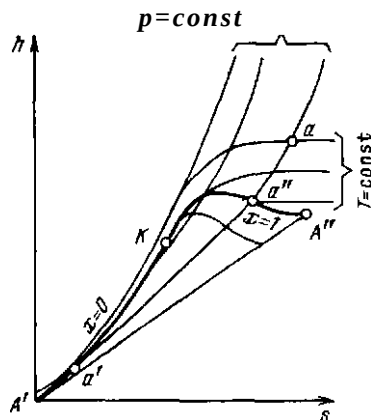


Рис. 4.8. h, s -диаграмма водяного пара

В области перегрева температура пара (при постоянном давлении) растет с увеличением энтропии s примерно по логарифмической кривой и крутизна изобары увеличивается. Аналогичный характер имеют изобары и в области воды, но они идут так близко от пограничной кривой, что практически сливаются с ней.

При низких давлениях и относительно высоких температурах перегретый пар по своим свойствам близок к идеальному газу. Так как в изотермическом процессе энтальпия идеального газа не изменяется, изотермы сильно перегретого пара идут горизонтально. При приближении к области насыщения, т. е. к верхней пограничной кривой, свойства перегретого пара значительно отклоняются от свойств идеального газа и изотермы искривляются.

В h, s -диаграмме водяного пара нанесены также линии $v = \text{const}$, идущие круче изобар.

Обычно всю диаграмму не выполняют, а строят только ее верхнюю часть, наиболее употребительную в практике расчетов. Это дает возможность изображать ее в более крупном масштабе.

Для любой точки на этой диаграмме можно найти p, v, t, h, s, x . Большое достоинство диаграммы состоит в том, что количество теплоты в изобарном процессе равно разности ординат конечной и начальной точек процесса и изображается отрезком вертикальной прямой, а не площадью как в T, s -диаграмме, поэтому h, s -диаграмма исключительно широко используется при проведении тепловых расчетов.

Основные термодинамические процессы водяного пара. Для анализа работы паросиловых установок существенное значение имеют изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы. Расчет этих процессов можно выполнить либо с помощью таблицы воды и

водяного пара, либо с помощью h , s -диаграммы. Первый способ более точен, но второй более прост и нагляден.

Общий метод расчета по h , s -диаграмме состоит в следующем. По известным параметрам наносится начальное состояние рабочего тела, затем проводится линия процесса и определяются его параметры в конечном состоянии. Далее вычисляется изменение внутренней энергии, определяются количества теплоты и работы в заданном процессе.

Изохорный процесс (рис. 4.9). Из диаграммы на рисунке видно, что нагреванием при постоянном объеме влажный пар можно перевести в сухой насыщенный и перегретый. Охлаждением его можно сконденсировать, но не до конца, так как при каком угодно низком давлении над жидкостью всегда находится некоторое количество насыщенного пара. Это означает, что изохора не пересекает нижнюю пограничную кривую.

Изменение внутренней энергии водяного пара

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

Данная формула справедлива и для всех без исключения остальных термодинамических процессов. В изохорном процессе работа $l = 0$, поэтому подведенная теплота расходуется (в соответствии с первым законом термодинамики) на увеличение внутренней энергии пара:

$$q = u_2 - u_1$$

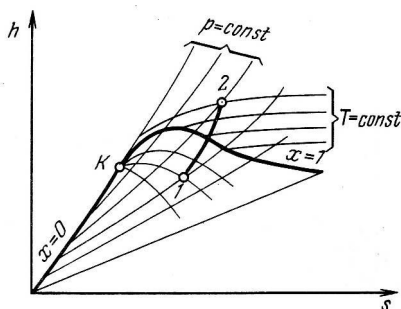


Рис.4.9. Изохорный процесс водяного пара

Изобарный процесс (рис.4.10). При подводе теплоты к влажному насыщенному пару его степень сухости увеличивается и он (при постоянной температуре) переходит в сухой, а при дальнейшем подводе теплоты – в перегретый пар (температура пара при этом растет). При отводе теплоты влажный пар конденсируется при $T_s = \text{const}$.

Полученная в процессе теплота равна разности энтальпий

$$q = h_2 - h_1$$

Работа в изобарном процесса подсчитывается по формуле

$$l = p(v_2 - v_1)$$

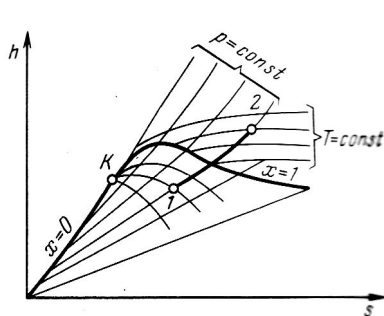


Рис.4.10. Изобарный процесс водяного пара

Изотермический процесс (рис. 4.11). Внутренняя энергия водяного пара в процессе $T = \text{const}$ не остается постоянной (как у идеального газа), так как изменяется ее потенциальная составляющая. Изменение внутренней энергии определяется так же, как и в изохорном процессе.

Количество полученной в изотермическом процессе теплоты определяется по 2-му закону термодинамики:

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

Работа расширения определяется из первого закона термодинамики:

$$l = q - \Delta u$$

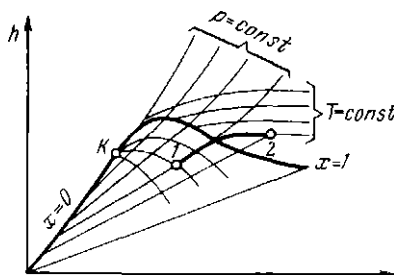


Рис.4.11. Изотермический процесс водяного пара

Адиабатный процесс ($q=0$) (рис.4.12). При адиабатном расширении давление и температура пара уменьшаются и перегретый пар становится сначала сухим, а затем влажным. Работа адиабатного процесса определяется выражением

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

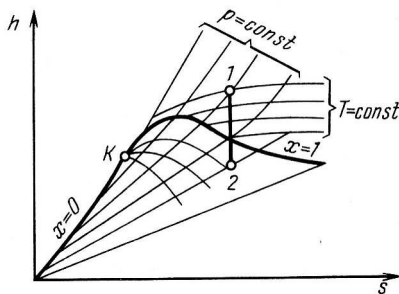


Рис.4.12. Адиабатный процесс водяного пара

4.3. Термодинамический анализ процессов в компрессорах

Одноступенчатый компрессор

Компрессором называют устройство, предназначенное для сжатия различных газов. Наибольшее распространение получили воздушные компрессоры, которые вырабатывают сжатый воздух, используемый в качестве дутья для доменных и сталеплавильных печей в металлургии; в энергетике – для нагнетания в топку котлов и камеры сгорания ГТУ и ДВС.

По принципу действия компрессоры различают:

- 1) объёмные
 - а) поршневые
 - б) ротационные (роль поршня выполняет ротор)
- 2) лопаточные

Термодинамика процессов сжатия во всех компрессорах одинакова, поэтому рассмотрим работу наиболее простого одноступенчатого поршневого компрессора, в котором все процессы хорошо изучены и являются наглядными (рис.4.13).

Принцип действия компрессора

В цилиндре движется поршень, совершающий возвратно-поступательное движение (от внешнего источника работы – электромотора, ДВС и т.п.). При движении поршня слева направо происходит всасывание рабочего тела (клапан 3 открыт) при практически постоянном давлении. После того, как поршень дойдёт до правого

крайнего положения, всасывание газа закончится, клапан 3 закроется и поршень начнёт двигаться в обратном направлении – справа налево. Давление газа в цилиндре повышается, происходит сжатие газа до заданного давления. Как только давление газа достигнет значения, несколько превышающего давление в резервуаре, куда подаётся газ, откроется клапан 4 и сжатый газ поступит в резервуар. Дойдя до левого крайнего положения, поршень вновь начинает двигаться слева направо и процесс повторится. Таким образом, рабочий цикл компрессора совершается за 2 хода поршня.

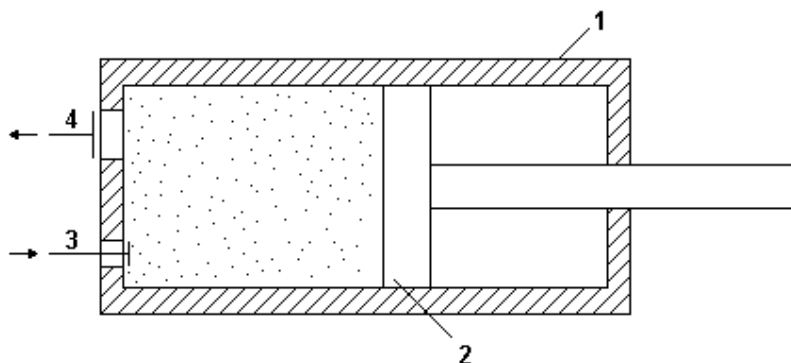


Рис.4.13 Схема поршневого компрессора

- 1 – цилиндр с водоохлаждающей рубашкой;
- 2 – поршень;
- 3 – всасывающий клапан;
- 4 – нагнетательный клапан.

Анализ процесса сжатия в поршневом компрессоре удобно проводить с помощью т.н. индикаторной диаграммы, которая записывается специальным прибором – индикатором, присоединённым к работающему компрессору (рис.4.14).

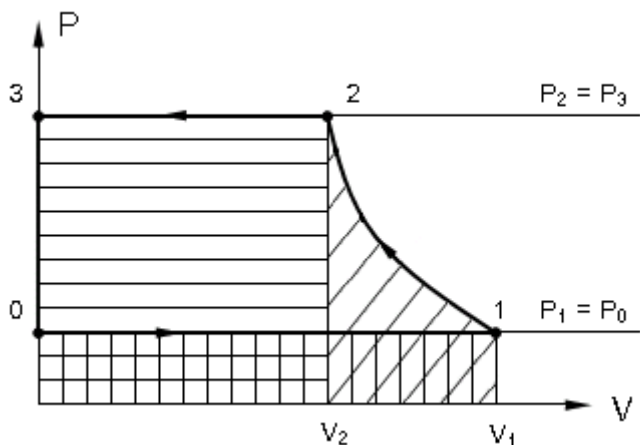


Рис.4.14. Индикаторная диаграмма одноступенчатого компрессора
т.0 – открытие всасывающего клапана 3.

При движении поршня слева направо происходит наполнение цилиндра газом при $P_1 = const$. Количество газа при этом увеличивается.

0-1 – линия всасывания.

При обратном движении поршня справа налево при закрытом клапане 3 происходит сжатие газа от P_1 до P_2 .

1-2 – процесс сжатия. Поскольку в течение процесса сжатия оба клапана закрыты, то количество газа неизменно.

т.2 – открытие нагнетательного клапана 4.

2-3 – линия нагнетания (выталкивание сжатого газа в резервуар). Количество газа уменьшается.

Не следует смешивать индикаторную диаграмму, которая изображает процессы в компрессоре, где количество газа меняется с $P-V$ диаграммой, которая строится для постоянного количества рабочего тела.

Определим работу, затрачиваемую на сжатие газа в компрессоре.

Работа, затраченная на сжатие газа в процессе 1-2:

$$L_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} P dV$$

Эта работа отрицательна, т.к. совершается над газом ($V_2 < V_1 \Rightarrow L_{1-2} < 0$). На индикаторной диаграмме L_{1-2} изображается площадью под кривой 1-2 (косая штриховка).

Работа, совершаемая над сжатым газом в процессе его выталкивания в резервуар:

$$L_{2-3} = \int_{V_2}^{V_3} PdV = -P_2V_2, \text{ т.к. } V_3 = 0$$

Величина работы L_{2-3} отрицательна, т.к. работа производится над газом. На индикаторной диаграмме величина L_{2-3} соответствует площади прямоугольника под линией 2-3 (горизонтальная штриховка).

По линии 3-0 работа не совершается, т.к. $V_3 = V_0 = 0$.

Работа в процессе 0-1 всасывания газа в компрессор (при $P_1 = \text{const}$):

$$L_{0-1} = \int_{V_0}^{V_1} PdV = P_1V_1, \text{ т.к. } V_0 = 0$$

Эта работа положительна, т.к. газ совершает работу – перемещает поршень. На индикаторной диаграмме L_{0-1} изображена площадью под линией 0-1 (вертикальная штриховка).

Суммируя значения всех этих работ, получаем работу цикла:

$$L = P_1V_1 - P_2V_2 + \int_{V_1}^{V_2} PdV$$

Применяя для величины PdV преобразование $PdV = d(PV) - VdP$, интеграл правой части можно преобразовать следующим образом:

$$\int_{V_1}^{V_2} PdV = (P_2V_2 - P_1V_1) - \int_{P_1}^{P_2} VdP, \text{ тогда}$$

$$L = P_1V_1 - P_2V_2 + P_2V_2 - P_1V_1 - \int_{P_1}^{P_2} VdP$$

$$L = - \int_{P_1}^{P_2} VdP - \text{техническая работа компрессора} \quad (4.32)$$

Величина L изображается площадью 12301, она всегда отрицательна, т.к. для того, чтобы сжать газ в компрессоре, надо затратить работу, подводимую от внешнего источника.

Техническая работа компрессора для 1 кг газа:

$$l = - \int_{P_1}^{P_2} v dP$$

Следует стремиться организовать цикл компрессора так, чтобы работа, затрачиваемая на сжатие от P_1 до P_2 была по возможности меньшей, а также, чтобы температура газа после сжатия была ниже температуры воспламенения масла, применяемого для смазки внутренних стенок цилиндра.

Целесообразно рассмотреть 3 варианта процесса сжатия (рис.4.15):

- адиабатно
- изотермически
- политропно с показателем $1 < n < k$

Техническая работа компрессора определяется площадью индикаторной диаграммы и зависит от процесса сжатия.

$$l_{\text{изотерм.}} < l_{\text{пол.}} < l_{\text{ад.}}$$

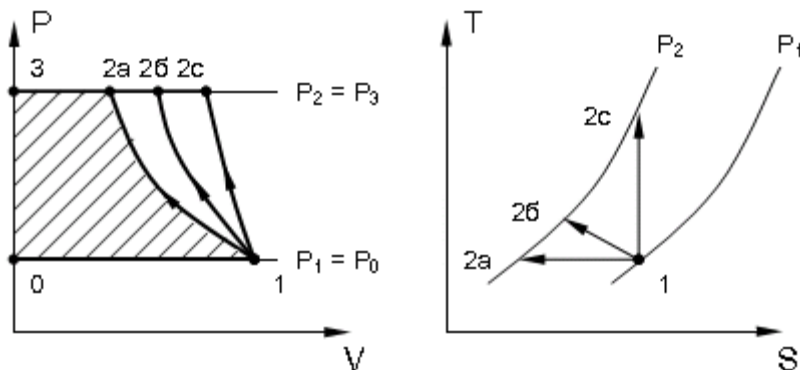


Рис.4.15 Процессы сжатия в компрессоре

- 1-2а – изотермическое сжатие
- 1-2б – политропное сжатие
- 1-2с – адиабатное сжатие

Изотермическое сжатие в компрессоре является энергетически более выгодным т.к. затрачивается минимальная работа эквивалентная заштрихованной площади. Кроме того, изотермическое сжатие наилучшим образом удовлетворяет и второму условию – возможно более низкой температуре газа в конце сжатия: в случае изотермического сжатия $T_2 = T_1$.

1) При *изотермическом сжатии* техническая работа компрессора равна работе изотермического процесса сжатия (считая сжимаемый газ идеальным, $PV = RT$).

$$l = P_1 \cdot V_1 \cdot \ln \frac{P_2}{P_1} = R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (4.33)$$

$$l = P_1 \cdot V_1 \cdot \ln \frac{V_1}{V_2} = R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{V_1}{V_2}, \text{ т.к. } \frac{P_2}{P_1} = \frac{V_1}{V_2}$$

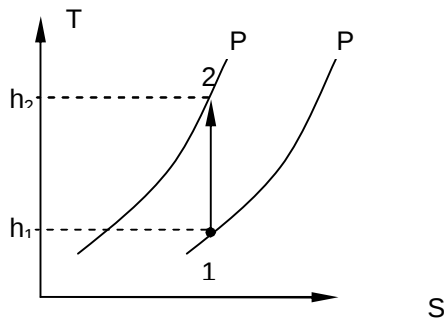
2) При *адиабатном сжатии* работа компрессора в k раз больше работы адиабатного сжатия

$$l = \frac{k}{k-1} \cdot P_1 \cdot V_1 \cdot \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \quad (4.34)$$

Или из I – го закона термодинамики

$$l = -\Delta h = -(h_2 - h_1) = h_1 - h_2 \quad (4.35)$$

Знак « $-$ » перед скобкой означает, что работа совершается над газом; ее можно определить для идеального газа с помощью таблиц С.Л.Ривкина «Термодинамические свойства газов», для водяного пара с помощью таблиц С.Л.Ривкина «Теплофизические свойства воды и водяного пара» или по h - s диаграмме.



3) При *политропном сжатии* работа компрессора в n раз больше работы политропного сжатия

$$l = \frac{n}{n-1} \cdot P_1 \cdot V_1 \cdot \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (4.36)$$

Все формулы записаны для 1 кг идеального газа. Если масса газа m кг, то надо умножать на неё. Формулы записаны по абсолютной величине, на самом деле работа со знаком «-», т.к. затрачивается.

Теоретическая мощность двигателя для привода компрессора:

$$N = \frac{L}{3600 \cdot 1000} \text{ кВт}, \text{ если } L = \frac{\text{Дж}}{\text{час}} \quad (4.37)$$

Действительный компрессор

Действительный компрессор отличается от идеального наличием:

- 1) вредного пространства;
- 2) потерь на дросселирование в клапанах;
- 3) теплообмена между газом и стенками цилиндра;
- 4) трения между поршнем и цилиндром.

По конструкторским соображениям поршень в цилиндре компрессора при выталкивании газа не подходит вплотную к левой стенке цилиндра. Объём между поршнем и стенкой цилиндра называется *вредным пространством*.

Обычно $V_{\text{вр.}} = 4 \div 10\% V_{\text{раб.}}$

При наличии вредного пространства в индикаторную диаграмму вводится добавочный процесс 3-4 – процесс расширения сжатого газа, оставшегося к концу нагнетания во вредном пространстве. Наличие вредного пространства снижает производительность компрессора – оно приводит к уменьшению количества газа сжатого поршнем за один цикл.

Действительная индикаторная диаграмма выглядит следующим образом:

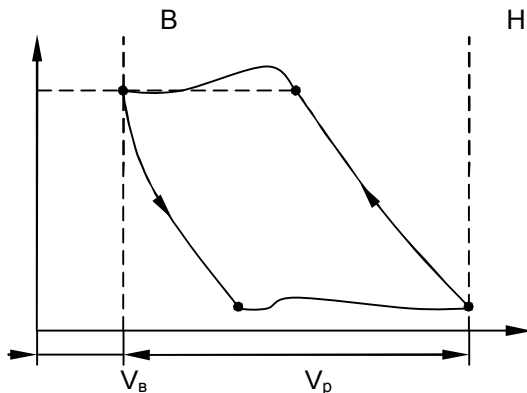


Рис.4. Индикаторная диаграмма действительного компрессора

В действительном компрессоре работа, затрачиваемая на сжатие, больше, чем техническая работа идеального компрессора.

Эффективность работы реального компрессора определяется *относительным внутренним КПД*

$$\eta_{oi} = \frac{l_{теор.}}{l_{действ.}} \approx 0,8 \div 0,85$$

Действительная мощность двигателя

$$N = \frac{L}{3600 \cdot 1000 \cdot \eta_{oi}} \quad (4.38)$$

Многоступенчатый компрессор

Многоступенчатый компрессор используют для получения газа высокого давления (рис.4.16).

В одноступенчатом компрессоре отношение $\frac{P_2}{P_1}$ не должно превышать 8, а практически 4 - 6. Если величина $\frac{P_2}{P_1}$ достаточно велика, то даже при достаточно совершенном охлаждении стенок цилиндра температура газа в конце сжатия T_2 получается недопустимо высокой.

Чтобы преодолеть эту трудность, применяют многоступенчатые компрессоры, в которых процесс сжатия осуществляется в нескольких цилиндрах. Газ, выходящий из одного цилиндра, охлаждается в специальном холодильнике и только после этого поступает в следующий цилиндр. Промежуточное охлаждение улучшает условия смазки поршня в цилиндре и уменьшает работу на сжатие газа в компрессоре, приближая процесс сжатия к изотермическому процессу как наиболее экономичному.

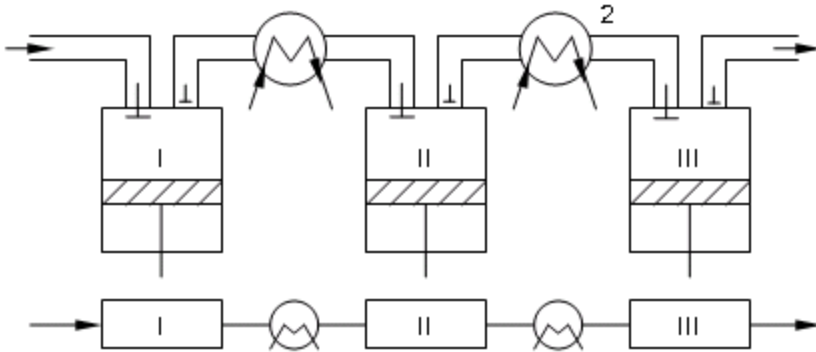


Рис.4.16 Схема многоступенчатого компрессора

Рассмотрим индикаторную диаграмму трёхступенчатого компрессора (рис.4.17).

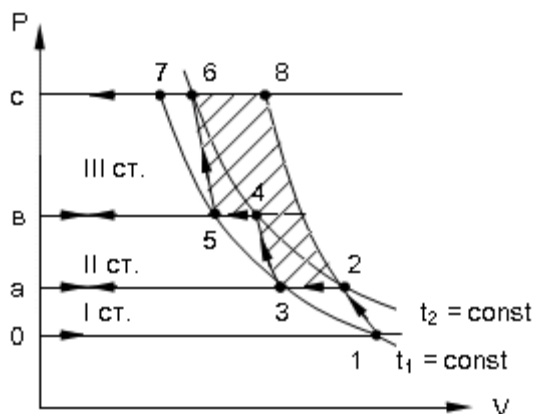


Рис.4.17 Индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора

- 0- 1– линия всасывания в I ступень компрессора
- 1-2 – политропное сжатие в I ступени
- 2-а – линия нагнетания из I ступени в I охладитель
- а-3 – линия всасывания во II ступень компрессора
- 3-4 – политропное сжатие во II ступени
- 4-в – линия нагнетания из II ступени во II охладитель
- в-5 – линия всасывания в III ступень компрессора
- 5-6 – политропное сжатие в III ступени
- 6-с – линия нагнетания из III ступени в резервуар или на производство.

Условия работы многоступенчатого компрессора:

- 1) Работа всех холодильников должна осуществляться при $P = const$.
- 2) Охлаждение во всех холодильниках должно быть *полным*, т.е. до охлаждающей температуры t_1 , которую газ имеет на входе в 1 ступень компрессора. Поэтому температура газа в точках 1,3,5,7 одинакова, эти точки лежат на одной изотерме $t_1 = const$.
- 3) Сжатие газа во всех ступенях компрессора должно доводиться до одной и той же температуры t_2 , которую газ имеет на выходе из 1 ступени компрессора. Поэтому температура газа в точках 2,4,6 одинакова, эти точки лежат на одной изотерме $t_2 = const$. В реальном компрессоре *сжатие политропное* во всех ступенях.

4) Отношение давлений во всех ступенях обычно берётся одинаковым:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} = \frac{P_6}{P_5} = \chi \text{ - степень повышения давления;}$$

Для 3-х ступенчатого компрессора:

$$\frac{P_2}{P_1} \cdot \frac{P_4}{P_3} \cdot \frac{P_6}{P_5} = \chi^3$$

$$\left| \begin{array}{l} P_2 = P_3 \\ P_4 = P_5 \end{array} \right. \Rightarrow \frac{P_6}{P_1} = \chi^3 \Rightarrow \chi = \sqrt[3]{\frac{P_6}{P_1}}$$

Если число ступеней z , то $\chi = \sqrt[z]{\frac{P_{\text{кон}}}{P_{\text{нач}}}}$

Работа многоступенчатого компрессора

Определим работу отдельных ступеней:

$$l_1 = \frac{n}{n-1} \cdot P_1 \cdot V_1 \cdot \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} \cdot R \cdot T_1 \cdot \left[\chi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]$$

$$l_2 = \frac{n}{n-1} \cdot P_3 \cdot V_3 \cdot \left[\left(\frac{P_4}{P_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} \cdot R \cdot T_3 \cdot \left[\chi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]$$

$$l_3 = \frac{n}{n-1} \cdot P_5 \cdot V_5 \cdot \left[\left(\frac{P_6}{P_5} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} \cdot R \cdot T_5 \cdot \left[\chi^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]$$

$$\text{Т.к. } T_1 = T_3 = T_5, \text{ то } l_1 = l_2 = l_3$$

Следовательно, во всех ступенях на сжатие газа расходуется одинаковая работа. Полная работа компрессора, состоящего из z ступеней

$$l = z \cdot l_1$$

Эта работа для трёхступенчатого компрессора эквивалентна площади 0123456с0.

Если процесс сжатия осуществлять политропно, но в одной ступени, то работа будет эквивалентна площади 018с0.

При переходе от одноступенчатого компрессора к многоступенчатому с промежуточным охлаждением, получается *экономия работы*, изображаемая площадью 2345682 (заштрихована), при этом газ сжимается до того же давления.

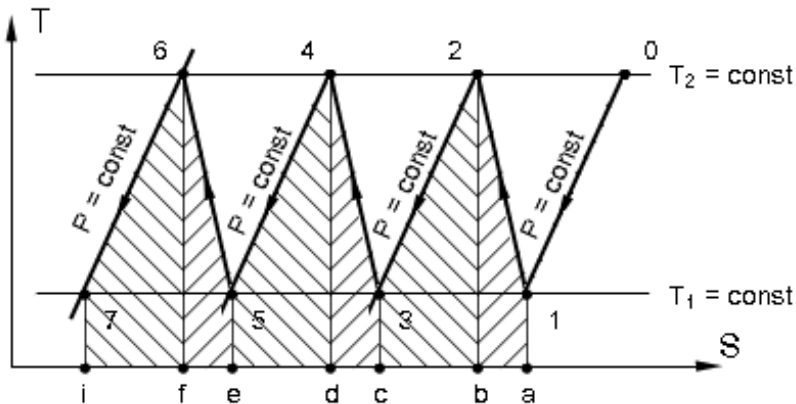
При одинаковых условиях сжатия количества теплоты, отводимые от газа в отдельных ступенях компрессора, равны между собой и определяются по формуле:

$$q = c_v \cdot \frac{n - k}{n - 1} \cdot (t_2 - t_1) \dots\dots\dots (4.39)$$

Количества теплоты, отводимые от газа в холодильниках одинаковы и определяются по формуле:

$$q = c_p \cdot (t_2 - t_1) \dots\dots\dots (4.40)$$

$T - S$ диаграмма многоступенчатого компрессора:



1-2, 3-4, 5-6 – процессы политропного сжатия в ступенях компрессора

2-3, 4-5, 6-7 – процессы охлаждения в холодильниках ($P = \text{const}$).

При одинаковых температурах на входе в цилиндр $T_1 = T_3 = T_5$ и одинаковых на выходе $T_2 = T_4 = T_6$ площади a12б, с34д, е56г равны между собой. Значит, во всех ступенях цилиндра от газа отводится одно и то же количество теплоты в процессе сжатия.

Площади б23с, д45е, г67и также равны. Значит, в охладителях отводится одинаковое количество теплоты.

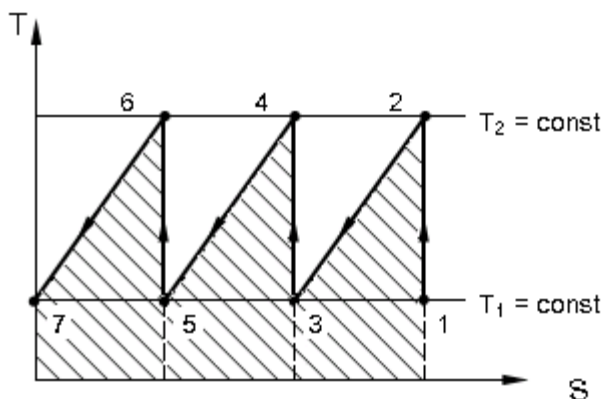
Если процессы сжатия в компрессоре адиабатны, то на $T - S$ диаграмме:

1-2, 3-4, 5-6 – адиабатное сжатие в ступенях компрессора

2-3, 4-5, 6-7 – охлаждение в холодильниках

Заштрихованные площади равны, а это и есть количества теплоты, отводимые от газа в холодильниках.

В процессе адиабатного сжатия в ступенях компрессора теплота не отводится, $\delta q = 0$.



Преимущества многоступенчатого компрессора (перед одноступенчатым):

- 1) возможность получения сжатого воздуха высокого давления;
- 2) экономия работы при одинаковом изменении давления;
- 3) ослабление отрицательного воздействия вредного пространства, т.к. увеличивается объёмный КПД.

4.4. Смесей идеальных газов

Газовой смесью называется механическая смесь отдельных компонентов (газов), не вступающих в химическое взаимодействие между собой.

Основным законом, определяющим поведение газовой смеси, является закон Дальтона (1807г.):

полное давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений всех входящих в нее компонентов

$$P_{CM} = \sum_{i=1}^n P_i$$

где P_i – парциальное давление, такое давление, которое имел бы компонент газовой смеси, если бы он один занимал весь объем смеси при T_{CM} и в том же количестве, что и в смеси

$$P_i = f(T, \text{природы вещества}).$$

Для газовой смеси справедливо уравнение состояния идеальных газов:

$$\begin{aligned} P_{CM} \cdot V &= G_{CM} \cdot R_{CM} \cdot T \\ G &= m \cdot g \end{aligned},$$

где $V_{CM} = V_i$ – т.е. каждый газ, входящий в смесь, занимает весь объем газовой смеси;

$T_{CM} = T_i$ – температура смеси и компонентов, входящих в газовую смесь, одинаковы.

Способы задания смеси: массовое, объемное, мольное.

1) **массовое**

а) абсолютное

$$G_{CM} = G_1 + G_2 + \dots + G_n = \sum_{i=1}^n G_i ;$$

б) относительное $\frac{G_i}{G_{CM}} = g_i$ – массовая доля компонента.

Массовой долей компонента называется отношение массы отдельного компонента к массе всей смеси.

$$\frac{G_1}{G_{CM}} + \frac{G_2}{G_{CM}} + \dots + \frac{G_n}{G_{CM}} = 1$$

$$g_1 + g_2 + \dots g_n = 1$$

$$\sum_{i=1}^n g_i = 1$$

Пример: воздух - массовая доля кислорода $g = 0,23$ (23%), массовая доля азота $g = 0,77$ (77%)

2) **объемное**

а) абсолютное – нет;

б) относительное $\frac{V_i}{V_{CM}} = r_i$ – объемная доля компонента.

Объемной долей компонента называется отношение приведенного объема к объему всей смеси.

V_i – приведенный объем, такой объем, который занимал бы компонент газовой смеси, если бы он при температуре смеси и в том же количестве, что и в смеси, находился бы не под своим парциальным давлением, а под полным давлением смеси, тогда:

$$\frac{V_1}{V_{CM}} + \frac{V_2}{V_{CM}} + \dots + \frac{V_n}{V_{CM}} = 1$$

$$V_{CM} = \sum V_i$$

$$r_1 + r_2 + \dots r_n = 1$$

$$\sum_{i=1}^n r = 1$$

Пример: воздух – объемная доля кислорода $r_{O_2} = 0,21$ (21%), объемная доля азота $r_{N_2} = 0,79$ (79%);

3) **мольное**

а) абсолютное

$$M_{cm} = M_1 + M_2 + \dots + M_n = \sum_{i=1}^n M_i$$

б) относительное $\frac{M_i}{M_{CM}} = m_i$ – мольная доля компонента

Мольная доля компонента – это отношение числа молей компонента к общему числу молей смеси.

$$\frac{M_1}{M_{CM}} + \frac{M_2}{M_{CM}} + \dots + \frac{M_n}{M_{CM}} = 1$$

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = 1$$

$$\sum_{i=1}^n m_i = 1$$

Пример: воздух – мольная доля кислорода $m_{O_2} = 0,21$ (21%), мольная доля азота $m_{N_2} = 0,79$ (79%).

Задание смеси объемными долями равнозначно заданию смеси мольными, так как 1кмоль любого газа занимает одинаковый объем = 22,4 м³.

Расчет газовой смеси заключается в определении следующих величин:

1) **молекулярная масса** смеси (μ_{CM}) - условная величина, относящаяся к однородному газу, у которого число молекул и масса равны суммарному числу молекул и массе отдельных компонентов.

$$\mu_i = \frac{G_i}{M_i}$$

$$\mu_{CM} = \frac{G_{CM}}{M_{CM}}$$

где M – число молей.

$$G_i = \mu_i \cdot M_i$$

$$G_{CM} = \mu_{CM} \cdot M_{CM}$$

$$G_1 + G_2 + \dots + G_n = G_{CM}$$

$$\mu_1 \cdot M_1 + \mu_2 \cdot M_2 + \dots + \mu_n \cdot M_n = \mu_{CM} \cdot M_{CM}$$

Разделим на M_{CM} и получим:

$$\mu_{CM} = \mu_1 \cdot \frac{M_1}{M_{CM}} + \mu_2 \cdot \frac{M_2}{M_{CM}} + \dots + \mu_n \cdot \frac{M_n}{M_{CM}},$$

но отношение $\frac{M_i}{M_{CM}} = m_i$ – мольная доля компонента, равная
объемной – r_i .

$$\mu_{CM} = \mu_1 \cdot r_1 + \mu_2 \cdot r_2 + \dots + \mu_n \cdot r_n$$

$$\mu_{CM} = \sum_{i=1}^n \mu_i \cdot r_i \quad ,$$

$$\mu_{CM} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i}}$$

где g_i – массовая доля i -ого компонента.

Пример: молекулярная масса воздуха

$$\mu_{CM} = \mu_{O_2} \cdot r_{O_2} + \mu_{N_2} \cdot r_{N_2} = 32 \cdot 0,21 + 28 \cdot 0,79 = 28,84$$

2) газовая постоянная смеси (R_{CM})

для смеси: $P_{CM} \cdot V = G_{CM} \cdot R_{CM} \cdot T$,

для компонентов:

$$P_1 \cdot V = G_1 \cdot R_1 \cdot T$$

$$P_2 \cdot V = G_2 \cdot R_2 \cdot T$$

⋮

$$P_n \cdot V = G_n \cdot R_n \cdot T$$

СЛОЖИМ

$$V \cdot (P_1 + P_2 + \dots + P_n) = (G_1 R_1 + G_2 R_2 + \dots + G_n R_n) \cdot T$$

По закону Дальтона:

$$\sum P_i = P_{CM}$$

$$P_{CM} \cdot V = T \cdot (G_{CM} \cdot R_{CM})$$

$$G_{CM} \cdot R_{CM} = G_1 R_1 + G_2 R_2 + \dots + G_n R_n$$

Разделим на G_{CM} :

$$R_{CM} = \frac{G_1}{G_{CM}} \cdot R_1 + \frac{G_2}{G_{CM}} \cdot R_2 + \dots + \frac{G_n}{G_{CM}} \cdot R_n .$$

Отношение $\frac{G_i}{G_{CM}} = g_i$ – массовая доля,

$$R_{CM} = g_1 \cdot R_1 + g_2 \cdot R_2 + \dots + g_n \cdot R_n$$

$$R_{CM} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot R_i$$

Пример: газовая постоянная воздуха

$$R_{возд} = 0,23 \cdot \frac{8314}{32} + 0,77 \cdot \frac{8314}{28} = 287 \frac{Дж}{кг \cdot ^\circ C}.$$

С другой стороны можно так:

$$R_{CM} = g_1 \cdot \frac{8314}{\mu_1} + g_2 \cdot \frac{8314}{\mu_2} + \dots + g_n \cdot \frac{8314}{\mu_n}$$

$$R_{CM} = \frac{8314}{\mu_{CM}}$$

$$R_{CM} = \frac{1}{\sum \frac{r_i}{R_i}}$$

где r_i – объемная доля i -ого компонента.

Пример: газовая постоянная воздуха $R = \frac{8314}{28,84} = 287 \frac{Дж}{кг \cdot ^\circ C};$

3) **парциальное давление компонентов (P_i)**

а) через массовые доли:

$$\begin{aligned} P_i V &= G_i R_i T \\ P_{CM} V &= G_{CM} R_{CM} T \end{aligned}$$

Разделим уравнение первое на второе:

$$\frac{P_i}{P_{CM}} = \frac{G_i \cdot R_i}{G_{CM} \cdot R_{CM}}$$

$$P_i = P_{CM} \cdot \frac{G_i \cdot R_i}{G_{CM} \cdot R_{CM}} = P_{CM} \cdot g_i \cdot \frac{R_i}{R_{CM}}$$

$$P_i = P_{CM} \cdot g_i \cdot \frac{R_i}{R_{CM}}$$

Пример: для воздуха через массовые доли

$$P_{O_2} = 1 \text{ бар} \cdot 0,23 \cdot \frac{260}{287} = 0,21 \text{ бар},$$

$$P_{N_2} = 1 \text{ бар} \cdot 0,77 \cdot \frac{297}{287} = 0,79 \text{ бар}$$

б) через объемные доли:

Запишем два уравнения состояния, из которых одно соответствует случаю, когда газ занимает при парциальном давлении P_i весь объем смеси V , а другое, когда при давлении смеси P газ занимает парциальный объем V_i .

$$P_i \cdot V_{CM} = G_i \cdot R_i \cdot T$$

$$P_{CM} \cdot V_i = G_i \cdot R_i \cdot T$$

$$P_i \cdot V_{CM} = P_{CM} \cdot V_i$$

$$P_i = P_{CM} \cdot \frac{V_i}{V_{CM}}$$

$$P_i = P_{CM} \cdot r_i$$

P_i – если бы были удалены все остальные компоненты при условии сохранения первоначальных объема и температуры.

V_i – то же, но при первоначальных давлении и температуре.

r_i – объемная доля i -ого компонента.

4) теплоемкость газовой смеси

В таблицах приводятся значения теплоемкости для отдельных газов. Теплоемкость газовой смеси рассчитывается по формулам, при этом, если известны:

а) массовые доли компонента:

$$C_{P_{CM}} = \sum g_i \cdot C_{Pi} \frac{\kappa Дж}{кг \cdot град};$$

$$C_{V_{CM}} = \sum g_i \cdot C_{Vi} \frac{\kappa Дж}{кг \cdot град};$$

б) объемные доли компонента:

$$C'_{P_{CM}} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot C'_{Pi} \frac{\kappa Дж}{м^3 \cdot град};$$

$$C'_{V_{CM}} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot C'_{Vi} \frac{\kappa Дж}{м^3 \cdot град};$$

в) молярные доли компонента:

$$\mu \cdot C_{P_{CM}} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot \mu C_{Pi} \frac{\kappa Дж}{кмоль \cdot град}$$

$$\mu \cdot C_{V_{CM}} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot \mu C_{Vi} \frac{\kappa Дж}{кмоль \cdot град}.$$

5) **энтропия** газовой смеси $S_{CM} = \sum_{i=1}^n S_i \cdot g_i$,

6) **внутренняя энергия** газовой смеси $U_{CM} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot U_i$,

7) **энтальпия** газовой смеси $h_{CM} = \sum_{i=1}^n g_i \cdot h_i$.

4.5. Влажный воздух

Влажный воздух – это смесь сухого воздуха и водяного пара, это частный случай газовой смеси. Водяной пар во влажном воздухе может находиться в любом из 3-х агрегатных состояниях – жидком, газообразном, твердом (твердое состояние встречается редко, только в холодильных установках). Чаще всего влага присутствует в виде пара.

Для влажного воздуха выполняется основной закон газовой смеси – закон Дальтона:

$$P_{вл.в.} = P_{с.в.} + P_{П}$$

$$B = P_{с.в.} = P_{П},$$

где B – атмосферное давление.

Парциальное давление водяного пара во влажном воздухе не может быть больше P_s – давления насыщения при данной температуре, т.е.

$$P_{\Pi} \leq P_s.$$

Различают два состояния влажного воздуха:

– смесь сухого воздуха и насыщенного водяного пара называется **насыщенным влажным воздухом**, при этом $P_{\Pi} = P_s$;

– смесь сухого воздуха и перегретого водяного пара называется **ненасыщенным влажным воздухом**, при этом $P_{\Pi} < P_s$.

Температура, до которой необходимо охладить ненасыщенный влажный воздух, чтобы содержащийся в нем перегретый пар стал насыщенным, называется **температурой точки росы**, то есть это температура, при которой $P_{\Pi} = P_s$. При охлаждении ниже температуры точки росы происходит конденсация водяного пара.

Влажный воздух характеризуется следующими понятиями:

1) **влажность**

а) абсолютная – это отношение массы влаги к объему влажного воздуха

$$\rho_{\text{вл.в.}} = \frac{M_{\text{влаги}}}{V_{\text{вл.в.}}}.$$

Абсолютная влажность при отсутствии жидкой и твердой фазы равна плотности пара при его парциальном давлении.

$$\rho_{\Pi} = \frac{M_{\Pi}}{V_{\text{вл.в.}}}, \text{ кг/м}^3.$$

б) относительная – это отношение действительной абсолютной влажности воздуха к максимально возможной абсолютной влажности при той же температуре.

$$\varphi = \frac{\rho_{\Pi}}{\rho_s} = \frac{P_{\Pi}}{P_s},$$

$$\rho_{\Pi} = \frac{1}{V} = \frac{P_{\Pi}}{RT},$$

$$\rho_s = \rho_{\text{max}} = \frac{P_s}{RT},$$

где P_{Π} – парциальное давление водяного пара во влажном воздухе;

P_s – максимально возможное парциальное давление водяного пара, т.е. давление насыщения при данной температуре. Величина φ

выражается в % или относительных единицах. Поскольку $0 \leq P_{\Pi} \leq P_s$, то $0 \leq \varphi \leq 100\%$ или $0 \leq \varphi \leq 1$. Для сухого воздуха $\varphi = 0$, для насыщенного воздуха $\varphi = 100\%$; $P_s = f(T)$.

2) влагосодержание

а) массовое – это отношение массы водяного пара, содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха:

$$d = \frac{M_{\Pi}}{M_{с.в.}}, \text{ г/кг с.в.}$$

Для влажного воздуха справедливо уравнение состояния идеальных газов:

$$P_{см} V = M_{см} R_{см} T.$$

Преобразуем выражение d, определяя массы сухого воздуха и водяного пара из уравнения состояния:

$$d = \frac{P_{\Pi} V}{R_{\Pi} T} : \frac{P_{с.в.} V}{R_{с.в.} T} = \frac{P_{\Pi} \cdot R_{с.в.}}{R_{\Pi} \cdot P_{с.в.}} = \frac{\mu_{\Pi}}{\mu_{с.в.}} \cdot \frac{P_{\Pi}}{P_{вл.в.} - P_{\Pi}}$$

$$M_{\Pi} = \frac{P_{\Pi} V}{R_{\Pi} T}, \quad M_{с.в.} = \frac{P_{с.в.} V}{R_{с.в.} T},$$

$$R = \frac{8314}{\mu}$$

$$\mu_{\Pi} = 18,06 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$$

$$\mu_{с.в.} = 28,95 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$$

Из закона Дальтона:

$$P_{с.в.} = P_{вл.в.} - P_{\Pi},$$

при условии, что

$$\varphi = \frac{P_{\Pi}}{P_s}$$

$$P_{\Pi} = \varphi \cdot P_s$$

$$d = \frac{18,06}{28,95} \cdot \frac{\varphi \cdot P_s}{P_{вл.в.} - \varphi \cdot P_s} = 0,622 \frac{\varphi \cdot P_s}{P_{вл.в.} - \varphi \cdot P_s}.$$

в) мольное – это отношение количества молей водяного пара к количеству молей сухого воздуха:

$$\chi = \frac{M_{\Pi}}{\mu_{\Pi}} : \frac{M_{c.в.}}{\mu_{c.в.}} = \frac{M_{\Pi} \cdot \mu_{c.в.}}{\mu_{\Pi} \cdot M_{c.в.}} = \frac{28,95}{18,06} \cdot \frac{M_{\Pi}}{M_{c.в.}} = 1,61 \cdot d.$$

3) **степень насыщения** – это отношение массового влагосодержания данного к максимально возможному:

$$\psi = \frac{d_{\Pi}}{d_{\max}},$$

$$\text{где } d_{\Pi} = 0,622 \frac{P_{\Pi}}{B - P_{\Pi}}, \quad d_s = 0,622 \frac{P_s}{B - P_s}.$$

С учетом этого:

$$\psi = \frac{P_{\Pi}}{B - P_{\Pi}} : \frac{P_s}{B - P_s} = \frac{P_{\Pi}}{P_s} \cdot \frac{B - P_s}{B - P_{\Pi}} = \varphi \cdot \frac{B - P_s}{B - P_{\Pi}}.$$

4) **плотность** влажного воздуха равна сумме плотностей пара и сухого воздуха, взятых при своем парциальном давлении и при температуре смеси: $\rho = \rho_{\Pi} + \rho_{c.в.}$.

Можно определить плотность из уравнения состояния, т.к.

$$\rho = \frac{1}{V} \quad \rho = \frac{P_{в.г.}}{R_{в.г.} \cdot T}$$

5) **газовая постоянная** влажного воздуха:

$$\text{а) } R_{в.г.} = \sum g_i \cdot R_i = g_{\Pi} \cdot R_{\Pi} + g_{c.в.} \cdot R_{c.в.},$$

$$\text{б) } R_{в.г.} = \frac{1}{\sum \frac{r_i}{R_i}} = \frac{1}{\frac{r_{\Pi}}{R_{\Pi}} + \frac{r_{c.в.}}{R_{c.в.}}}$$

$$\text{в) } R_{в.г.} = \frac{8314}{\mu_{в.г.}} = \frac{8314}{\mu_{\Pi} \cdot r_{\Pi} + \mu_{c.в.} \cdot r_{c.в.}},$$

$$\text{где } g_i = \frac{G_i}{G_{CM}} - \text{массовая доля,} \quad r_i = \frac{V_i}{V_{CM}} - \text{объемная доля } i\text{-го}$$

компонента.

б) энтальпия влажного воздуха

Энтальпия $(1+d)$ кг влажного воздуха равна сумме энтальпии 1 кг сухого воздуха и энтальпии содержащихся в этом воздухе d кг водяного пара:

$$h_{\Pi} = h_{c.v.} + h_{\Pi} d_{\Pi}.$$

Удельная энтальпия сухого воздуха, выраженная в кДж/кг, численно равна его температуре, так как $C_p \cong 1 \text{ кДж/кг} \cdot \text{К}$
 $h_{c.v.} = C_p \cdot t \cong t$, кДж/кг.

Удельная энтальпия сухого насыщенного пара может быть определена по формуле:

$$h_{\Pi} = 2500 + 1,93 \cdot t,$$

где 2500 – теплота парообразования, при $t = 0^{\circ}\text{C}$ $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, 1,93 – теплоемкость водяного пара на изобаре насыщения при $t = 0^{\circ}\text{C}$.

С учетом этого энтальпия влажного воздуха определится по формуле:

$$H = t + (2500 + 1,93 \cdot t) \cdot d_{\Pi}.$$

Определение параметров влажного воздуха

Параметры влажного воздуха определяются с помощью психрометра и психрометрических таблиц или по h - d диаграмме.

Психрометр – это прибор, состоящий из двух термометров – сухого и мокрого. Ртутный шарик мокрого термометра обернут тканью, смоченной водой. При обдувании ртутных шариков термометров влажным воздухом сухой показывает действительную температуру влажного воздуха – t_c , а мокрый – температуру испаряющейся с поверхности ткани воды – t_m . При этом вода испаряется тем интенсивнее, чем суше воздух, обдувающий ткань. На испарение влаги затрачивается теплота, при этом температура влажной ткани будет понижаться до температуры точки росы при данном парциальном давлении водяного пара.

В действительности, однако, при понижении температуры влажной ткани за счет разности температуры воды в ткани и температуры окружающего воздуха происходит приток теплоты к влажной ткани из близлежащих слоев воздуха. Благодаря этому неизменность температуры влажной ткани устанавливается не при температуре точки росы, а при несколько более высокой температуре. Эта температура носит название **температуры мокрого термометра**. Разность между температурой сухого термометра t_c и температурой мокрого термометра t_m пропорциональна влажности воздуха, чем суше

воздух, тем больше разность $t_c - t_m$. По показаниям психрометра с помощью специальных таблиц можно определить d, φ и другие параметры (рис.4.18).

Диаграмма для определения параметров влажного воздуха при атмосферном давлении $B = 745 \text{ мм.рт.ст.}$ показана на рис.4.19.

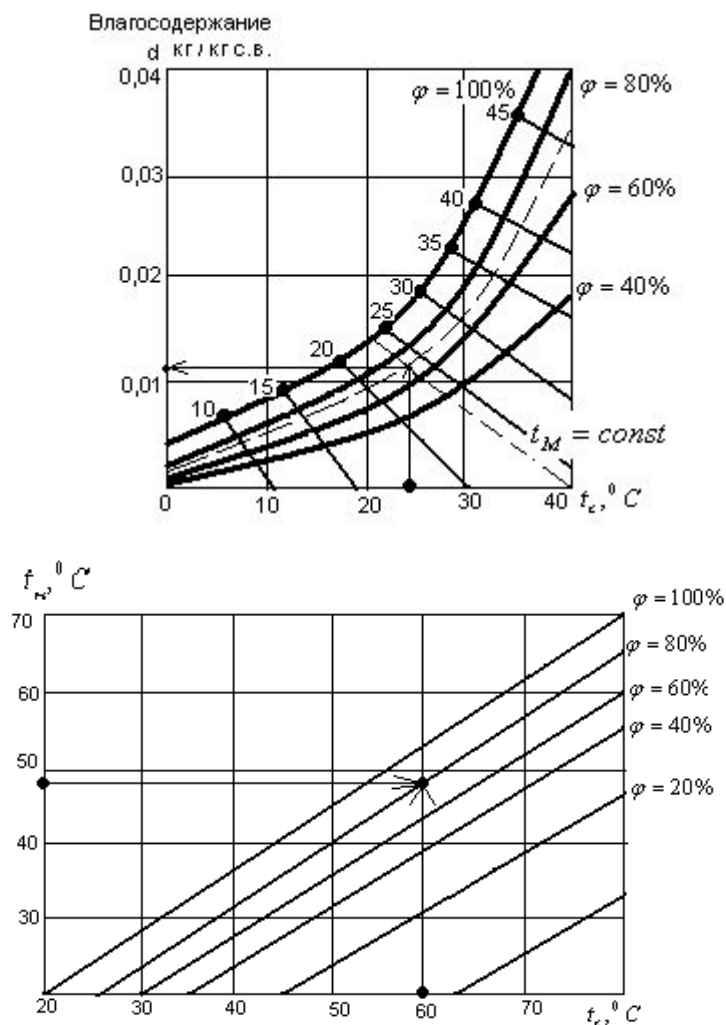


Рис. 4.18 Номограммы для определения параметров воздуха

h – d диаграмма

Параметры влажного воздуха довольно просто определяются с помощью h – d диаграммы (рис.4.19), предложенной профессором Рамзиным Л.К. в 1918 году. Диаграмма построена для среднегодового атмосферного давления 745 мм.рт.ст.

$\varphi = 100\%$ – кривая насыщения влажного воздуха водяным паром – пограничная кривая. Выше этой линии – область ненасыщенных состояний влажного воздуха (при различных φ), ниже – область тумана, в котором часть влаги находится в виде пара, а часть – в жидком или твердом виде (снег, ледяной туман).

Наносимые в этой диаграмме значения энтальпии в зависимости от d для разных температур рассчитаны по формуле, рассмотренной выше.

Изотермы ненасыщенного влажного воздуха являются прямыми. Чем выше температура, тем круче идет изотерма 0°C , исходящая из начала координат.

Линия $\varphi = \text{const}$ кривые. Они поднимаются до изотермы, соответствующей температуре насыщения при данном барометрическом давлении (при $P_{\text{бар}} = 0,993 \cdot 10^5$ Па, $t_s = 99,4^{\circ}\text{C}$). Температуре насыщения соответствует и определенное давление насыщения $P_s = \text{const}$, не меняющееся с последующим повышением температуры воздуха.

В соответствии с формулой

$$d = 0,622 \cdot \frac{\varphi \cdot P_s}{P_{\text{вл.в.}} - \varphi \cdot P_s},$$

относительная влажность φ при $P_s = \text{const}$ и $P_{\text{вл.в.}} = \text{const}$ будет зависеть только от его влагосодержания d. Поэтому линия относительной влажности воздуха $\varphi = \text{const}$ при температурах $> 100^{\circ}\text{C}$ будет подниматься вертикально вверх.

Основные процессы на диаграмме:

нагревание (линия АВ) – вертикальная линия **d = const**, так как количество водяного пара в воздухе не изменяется;

охлаждение – вертикальная линия **d = const**, если в процессе воздух не становится насыщенным (линия СД);

– если охлаждение до полного насыщения с $\varphi = 100\%$ (линия СЕ), то точка Е определяет температуру точки росы;

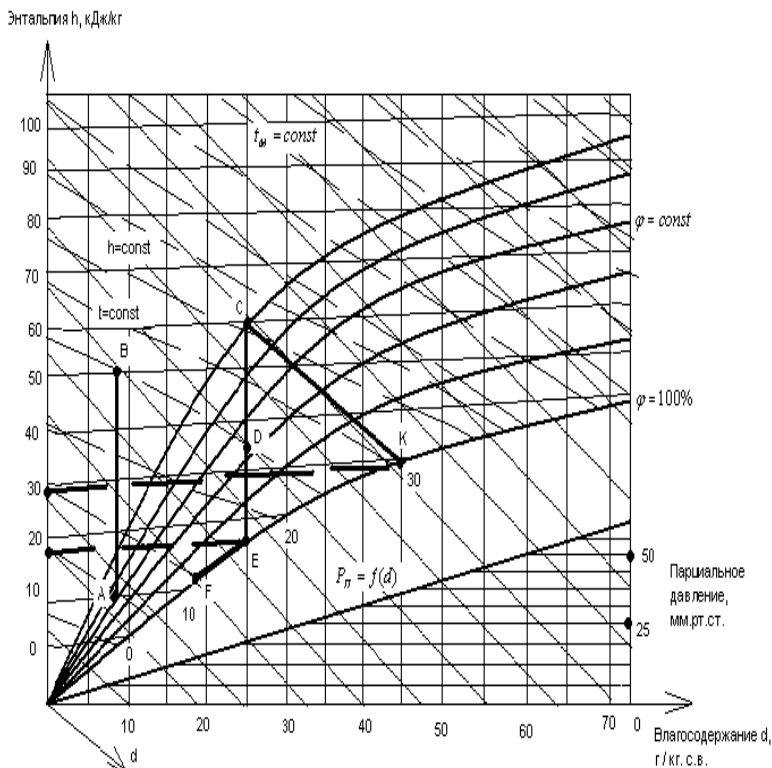


Рис. 4.19 h – d диаграмма

– охлаждение ниже точки росы (линия EF) приводит к конденсации части водяного пара. Количество сконденсированной влаги равняется разности влагосодержания в точках E и F;

адиабатное увлажнение воздуха (сушка) – линия $h = \text{const}$, это линия СК. Температура, до которой воздух охлаждается при $h = \text{const}$ и становится насыщенным, называется температурой адиабатного насыщения (точка К).

ГЛАВА 5. ЦИКЛЫ ТЕПЛОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

5.1. Двигатели внутреннего сгорания (ДВС)

До 80-х годов 19 века единственным источником механической работы являлась паровая машина, в которой применялся пар низких t и малых P . Газы, с высокой температурой, получаемые при горении топлива, сначала направлялись в паровые котлы для получения водяного пара, который и являлся рабочим телом. Такое косвенное использование теплоты топлива приводило к низким КПД паросиловых установок.

Поиски ученых и изобретателей многих стран мира привели к созданию нового двигателя, в котором газы, получаемые при горении топлива, непосредственно воздействовали на поршень машины.

Поршневым двигателем внутреннего сгорания (ДВС) называется тепловая машина, в рабочем цилиндре которой происходит сжигание топлива и преобразование теплоты в работу.

Первым, кто указал на возможность создания ДВС, был французский изобретатель С.Карно (1824г). В 1860г. был построен первый ДВС французским механиком Ленуаром. Двигатель работал на светильном газе без предварительного сжигания рабочего тела, имел низкий КПД и не получил распространения.

В 1876г. немецкий инженер Отто построил бензиновый двигатель. В 1898г. немецкий инженер Дизель разработал двигатель высокого сжатия, работающий на керосине, который распылялся воздухом высокого давления от компрессора.

Затем были созданы различные ДВС с распыливанием сжатым воздухом использующие различные виды топлива. В 1904 г. русским инженером Тринклером был построен бескомпрессорный дизель, в котором сгорание топлива происходило сначала при $V=const$, а затем при $P=const$. Такой двигатель со смешанным подводом теплоты нашел самое широкое распространение.

Поршневой ДВС (рис.5.1) по сравнению с любым другим тепловым двигателем является наиболее экономичным. Малая металлоемкость, надежность, быстрота запуска, относительная долговечность позволили этому типу машины занять ведущее место прежде всего на транспорте.

Применяют: в сельском хозяйстве, на металлургических заводах, ДВС устанавливают на автомобилях, судах, тракторах и др.

Все современные поршневые ДВС подразделяют на три группы:

1. с быстрым сгоранием топлива при $V=const$,
2. с постепенным сгоранием топлива при $P=const$,
3. со смешанным сгоранием топлива, частично при $V=const$ и $P=const$.

Рабочим телом в ДВС являются на начальном участке – смесь воздуха и горючих газов или смесь воздуха и паров жидкого топлива; на остальных участках – газообразные продукты сгорания.

При исследовании идеальных термодинамических циклов ДВС обычно определяют: теплоту q_1 и q_2 , работу цикла L , параметры P , V , T в характерных точках цикла, термический КПД η_t и производят его анализ.

Основными характеристиками цикла ДВС (любого) являются:

степень сжатия ε – отношение начального удельного объема к его конечному (или отношение полного объема цилиндра к объему камеры сгорания):

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}$$

степень повышения давления λ – отношение давлений в конце и в начале изохорного процесса подвода тепла:

$$\lambda = \frac{P_3}{P_2}$$

степень предварительного расширения – отношение объемов в конце и в начале изобарного подвода теплоты:

$$\rho = \frac{V_3}{V_2}$$

5.1.1. Цикл ДВС с подводом теплоты при $V=\text{const}$ (цикл Отто)

Исследование работы реального двигателя целесообразно производить по индикаторной диаграмме. Площадь замкнутой фигуры индикаторной диаграммы изображает в определенном масштабе работу газа за один цикл.

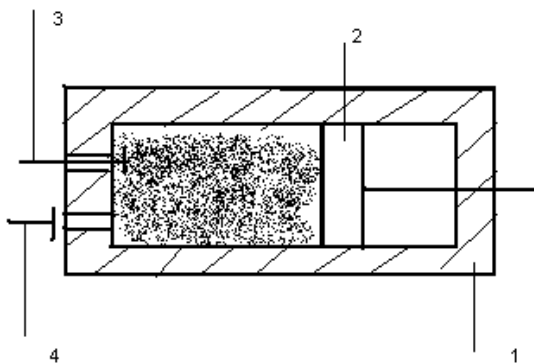
В качестве горючего для этих двигателей применяют легкое топливо – бензин, светильный или генераторный газ, спирты и др.

Изобразим в координатах P - V индикаторную диаграмму ДВС при $V=\text{const}$ (рис.5.2).

Ход поршня от ВМТ до НМТ называется *тактом*. Объем, описываемый поршнем за один ход, является *рабочим объемом цилиндра*:

$$V_h = \frac{\pi D^2 S}{4},$$

где D – диаметр цилиндра, S – ход поршня. Сумму рабочих объемов всех цилиндров двигателя называется *литражом двигателя*. Объем V_c над поршнем, находящимся в ВМТ, называется *объемом*



камеры сгорания. Полный объем:

$$V_{ц} = V_h + V_c.$$

Степень сжатия:

$$\varepsilon = \frac{V_{ц}}{V_c \left(1 - \frac{V_h}{V_c}\right)}.$$

Рис. 5.1. Схема поршневого ДВС

- 1 – цилиндр;
- 2 – поршень;
- 3 – всасывающий клапан;
- 4 – выпускной клапан.

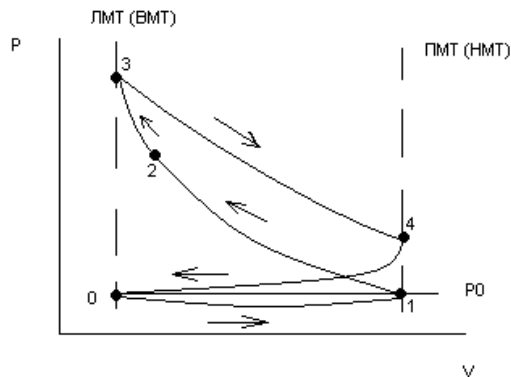


Рис. 5.2. Индикаторная диаграмма

P_0 – давление наружное (атмосферное).

0-1– линия всасывания: при ходе поршня из левого мертвого положения в крайнее правое, в цилиндре создается разрежение, через всасывающий клапан засасывается горючая смесь, состоящая из паров и мелких частиц топлива и воздуха. Эта линия не является термодинамическим процессом, так как основные параметры не изменяются, а изменяется только количество смеси в цилиндре.

1-2 – процесс сжатия: при обратном движении поршня клапан закрывается, происходит сжатие горючей смеси.

т. 2 – воспламенение горючей смеси от электрической искры. Сгорание происходит почти мгновенно, т.е. при $V = \text{const}$.

2-3 – процесс сгорания горючей смеси.

В результате сгорания топлива температура газа резко возрастает и давление увеличивается – точка 3.

Затем продукты горения расширяются. Поршень перемещается в правое мертвое положение и газы совершают полезную работу.

3-4 – процесс расширения.

В т. 4 открывается выхлопной клапан и давление в цилиндре падает почти до наружного.

При дальнейшем движении поршня справа налево из цилиндра удаляются продукты сгорания через выхлопной клапан при давлении, несколько превышающем атмосферное.

4-0 – линия выхлопа.

Рассмотренный рабочий процесс, совершается за четыре хода поршня (такта) или за два оборота вала. Такие двигатели называются *четырёхтактными*.

Процесс реального ДВС не является замкнутым: рабочее тело засасывается извне, а продукты сгорания выбрасываются в атмосферу; в нем происходят различные необратимые процессы - трение, химические реакции в рабочем теле, теплообмен и т. п. Анализ такого цикла с точки зрения тепловых процессов невозможен, а поэтому термодинамика исследует не реальные ДВС, а идеальные, обратимые циклы, принимая следующие условия:

- 1) рабочее тело – идеальный газ с постоянной теплоемкостью;
- 2) цилиндр заполнен постоянным количеством рабочего тела;
- 3) разность температур между источником теплоты и рабочим телом бесконечно малая;
- 4) подвод и отвод теплоты к рабочему телу осуществляется от внешних источников тепла, а не за счет сжигания топлива.

При этих условиях построим P-V и T- S диаграмму цикла (рис.5.3.).

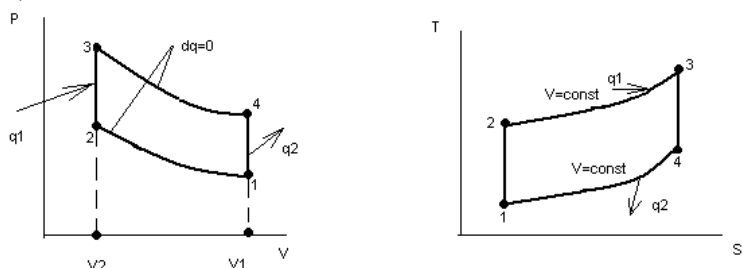


Рис. 5.3. Идеализированный цикл Отто

Цикл состоит из 2-х изохор и 2-х адиабат.

Идеальный газ с начальными параметрами P_1 , V_1 , T_1 , сжимается по адиабате 1-2 до т. 2. По изохоре 2-3 к рабочему телу подводится теплота q_1 . От точки 3 рабочее тело расширяется по адиабате 3-4. По изохоре 4-1 рабочее тело возвращаемая в первоначальное состояние, при этом отводится теплота q_2 .

Определим термический КПД цикла:

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

По первому закону термодинамики в изохорном процессе $q = \Delta U, \ell_{расш} = 0$. Для цикла ДВС при $V = \text{const}$:

$$q_1 = c_V(T_3 - T_2), q_2 = c_V(T_4 - T_1) = -c_V(T_1 - T_4) \\ c_V = \text{const}$$

Тогда

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_V(T_4 - T_1)}{c_V(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Выразим температуры T_2, T_3, T_4 через T_1 и характеристики циклов:

для адиабаты – 1-2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1} \\ k = \text{const} \\ T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}$$

для изохоры – 2-3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{P_3}{P_2} = \lambda \\ T_3 = T_2 \cdot \lambda = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda$$

для адиабаты – 3-4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \\ T_4 = T_3 \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \\ T_4 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \\ T_4 = T_1 \cdot \lambda$$

Подставляя найденные значения, получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \cdot \lambda - T_1}{T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda - T_1 \cdot \varepsilon^{k-1}} \\ \eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$$

Из формулы видно, что η_t зависит от степени сжатия ε и от природы рабочего тела (k) КПД увеличивается с возрастанием ε и k .

При $k=1,4$

ε	3	6	10
$\eta_t, \%$	30	47	55

Однако, увеличение ε ограничивается возможностью преждевременного самовоспламенения горючей смеси, нарушающего нормальную работу. Кроме того, при высоких ε скорость горения смеси резко возрастает, что может вызвать детонацию (взрывное горение), которая резко снижает экономичность двигателя и может привести к его поломке.

Поэтому для каждого топлива должна применяться определенная оптимальная степень сжатия ε .

В зависимости от рода топлива $\varepsilon = 7 - 9$ для изучаемых двигателей. Так как в ДВС при $V = \text{const}$ нельзя применять высокие ε , то двигатели имеют относительно низкие КПД.

5.1.2. Цикл ДВС при $P = \text{const}$ – цикл Дизеля (компрессорные дизели)

Конструкция подобного двигателя была разработана немецким инженером Дизелем.

Достоинства:

- 1) возможность применять высокие степени сжатия $\varepsilon = 15-16$ до 20;
- 2) возможность применять любое топливо (*жидкое*) – нефть, мазут, смолы, каменноугольные масла и т.п.

Недостатки:

- 1) необходимость затраты работы на привод устройства для распыления топлива;
- 2) тихоходность, обусловленная более медленным сгоранием топлива.

В ДВС при $P = \text{const}$ осуществляется раздельное сжатие воздуха и топлива. Воздух сжимается в цилиндре двигателя, а жидкое топливо – в топливном насосе высокого давления.

Воздух при большом сжатии имеет настолько высокую температуру, что подаваемое в цилиндр топливо самовоспламеняется без всяких специальных устройств.

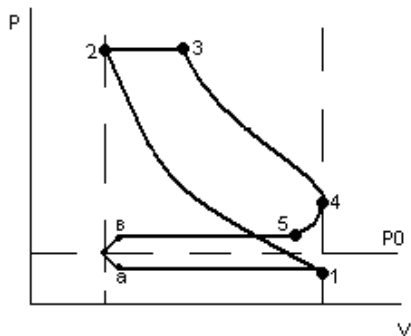


Рис. 5.4. Индикаторная диаграмма

P_0 - атмосферное давление.

а-1 – в цилиндр двигателя засасывается чистый воздух из атмосферы.

1-2 – адиабатное сжатие воздуха до P_2 .

2-3 – процесс расширения воздуха и одновременно через форсунку впрыскивается жидкое топливо. За счет высокой температуры сжатого воздуха топливо воспламеняется и сгорает при $P = \text{const}$.

В т.3 заканчивается процесс ввода топлива в цилиндр.

3-4 – адиабатное расширение продуктов сгорания.

В т.4 – открывается выпускной клапан, давление в цилиндре снижается до атмосферного по изохоре 4-5.

5-в – газ выталкивается из цилиндра в атмосферу.

Таким образом, цикл Дизеля – это четырехтактный цикл, также, как и цикл Отто.

Для удобства анализа заменим рассмотренный цикл Дизеля термодинамически эквивалентным ему идеализированным замкнутым циклом и изобразим в P - V и T - S координатах (рис.5.5).

Для распыла топлива, подаваемого в цилиндр, используют воздух, сжатый в компрессоре до давления в 1,2 – 2 раза, превышающего давление в цилиндре (отсюда название – компрессорные дизели).

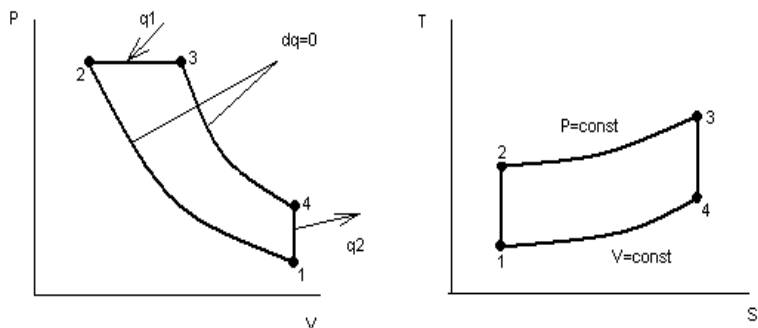


Рис.5.5. Идеализированный цикл Дизеля

Цикл состоит из 2 адиабат, одной изобары и одной изохоры. Вычислим η_t цикла, считая, по-прежнему, что рабочее тело – идеальный газ с постоянной теплоемкостью:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \text{ где}$$

$$q_1 = c_p(T_3 - T_2), q_2 = c_v(T_4 - T_1)$$

Тогда

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

Выразим все температуры через T_1 и характеристики циклов: для адиабаты – 1-2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}$$

$$k = \text{const}$$

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

для изобары – 2-3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{V_3}{V_2} = \rho, \quad ,$$

$$T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \rho$$

для адиабаты – 3-4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_3}{V_1} \right)^{k-1}$$

$$\frac{\rho}{\varepsilon} = \frac{V_3}{V_2} \cdot \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_3}{V_1}$$

$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1}$$

$$T_4 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \rho \cdot \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}}$$

$$T_4 = T_1 \cdot \rho^k$$

Подставляя найденные значения температур, получаем:

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

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \cdot \rho^k - T_1}{k(T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \rho - T_1 \cdot \varepsilon^{k-1})}$$

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

Из формулы следует, что η_t зависит от ε , ρ и k . С увеличением ε и k термический КПД η_t увеличивается, а с увеличением ρ η_t уменьшается.

5.1.3. Цикл со смешанным подводом теплоты

(цикл Тринклера)

Проект бескомпрессорного дизеля (нет компрессора для распыления жидкого топлива) высокого сжатия со смешанным подводом теплоты разработал русский инженер Тринклер. Этот двигатель лишен недостатков обоих разобранных типов двигателей.

Жидкое топливо насосом подается через топливную форсунку в головку цилиндра в виде мельчайших капелек. Попадая в нагретый воздух, топливо самовоспламеняется и горит в течение всего периода, пока открыта форсунка: вначале при $V = const$, а затем при $P = const$.

Идеальный цикл двигателя со смешанным подводом теплоты изобразим на P-V и T-S диаграммах (рис5.6).

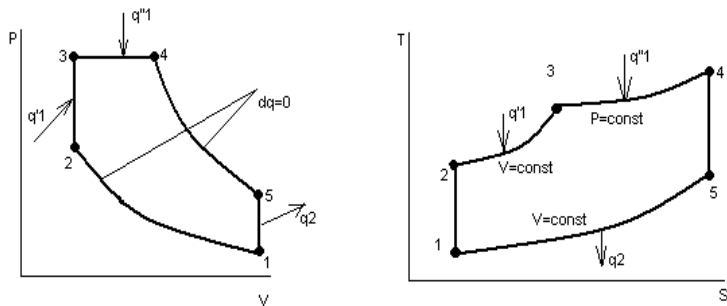


Рис. 5.6. Идеальный цикл двигателя со смешанным подводом теплоты

Рабочее тело с параметрами P_1 , T_1 , V_1 сжимается по адиабате 1-2 до точки 2. По изохоре 2-3 к рабочему телу подводится первая доля теплоты q_1' , а по изобаре 3-4 – вторая доля – q_1'' . От точки 4 рабочее тело расширяется по адиабате 4-5. И, наконец, по изохоре 5-1 рабочее тело возвращается в исходное состояние – в точку 1, при этом отводится теплота q_2 .

Вычислим термический КПД η_t цикла:

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

где:

$$q_1'' = c_p(T_4 - T_3), q_1' = c_v(T_3 - T_2), q_2 = c_v(T_5 - T_1)$$

Тогда

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

Выразим все температуры через T_1 и характеристики циклов:
для адиабаты – 1-2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}$$

$$k = \text{const}$$

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

для изохоры – 2-3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{P_3}{P_2} = \lambda$$

$$T_3 = T_2 \cdot \lambda = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda$$

для изобары – 3-4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{V_4}{V_3} = \rho$$

$$T_4 = T_3 \cdot \rho = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda \cdot \rho$$

для адиабаты – 4-5:

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_5} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_4}{V_1} \right)^{k-1}$$

$$\frac{\rho}{\varepsilon} = \frac{V_4}{V_3} \cdot \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_4}{V_1}$$

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1}$$

$$T_5 = T_4 \cdot \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1}$$

$$T_5 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda \cdot \rho \cdot \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}}$$

$$T_5 = T_1 \cdot \lambda \cdot \rho^k$$

Подставляя найденные значения температур, получаем:

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

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \cdot \lambda \cdot \rho^k - T_1}{(T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda - T_1 \varepsilon^{k-1}) + k(T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda \cdot \rho - T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda)}$$

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

Из формулы следует, что η_t зависит от ε , ρ , k , λ . С увеличением ε , λ и k η_t увеличивается, а с увеличением ρ η_t уменьшается.

5.1.4. Сравнение циклов ДВС

Конструктивные особенности ДВС, их прочность, надежность в эксплуатации определяется максимальным значением температуры и давления. Поэтому сравнение циклов нужно производить при одинаковых максимальных температурах и давлениях. Сравнение осуществляется на T-S диаграмме; применяют два метода (рис.5.7.):

- 1) в сравнении площадей на T-S диаграмме;
- 2) в сравнении среднеинтегральных температур в процессах подвода и отвода теплоты.

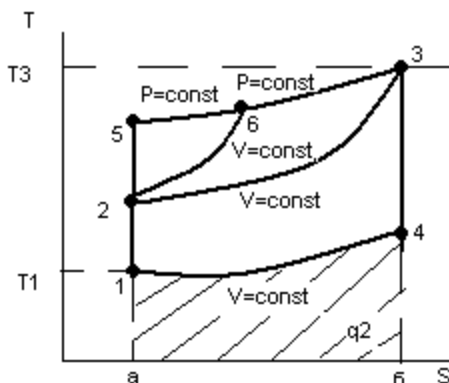


Рис.5.7. Сравнение циклов на T-S диаграмме

1234 – цикл при $V=\text{const}$ (цикл Отто),

1534 – цикл при $P=\text{const}$ (цикл Дизеля),

12634 – цикл со смешанным подводом теплоты.

Степень совершенства любого цикла определяется значением его термического КПД:

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

Максимальная температура в точке 3 и минимальная в точке 1 у всех циклов одинакова. Количество отведенной теплоты q_2 во всех циклах изображается площадью $a-1-4-b$ – одинаково. Значения q_1 – различны:

- при $V=\text{const}$ q_1 = площадь а-2-3-б;
 - при $P=\text{const}$ q_1 = площадь а-5-3-б;
 - при смешанном подводе теплоты q_1 = площадь а-2-6-3-б.
- Очевидно, что:

$$q_1^{P=\text{const}} > q_1^{\text{смеш}} > q_1^{V=\text{const}}$$

Следовательно, цикл при $P=\text{const}$ имеет самый высокий КПД (из трех), он более совершенный с точки зрения термодинамики, затем смешанный цикл – промежуточное положение, самый низкий КПД в цикле при $V=\text{const}$:

$$\eta_t^{\text{изоб}} > \eta_t^{\text{смеш}} > \eta_t^{\text{изохор}}$$

С другой стороны термический КПД можно рассчитать по формуле: $\eta_t = 1 - \frac{T_{2\text{CH}}}{T_{1\text{CH}}}$,

где $T_{1\text{CH}}$, $T_{2\text{CH}}$ – среднееинтегральная температура подвода и отвода теплоты.

При сравнении циклов получаем, что $T_{1\text{CH}}$ при $P=\text{const}$ больше, чем при $V=\text{const}$, а $T_{2\text{CH}}$ – одинакова, следовательно:

$$\eta_t^{\text{изоб}} > \eta_t^{\text{смеш}} > \eta_t^{\text{изохор}}.$$

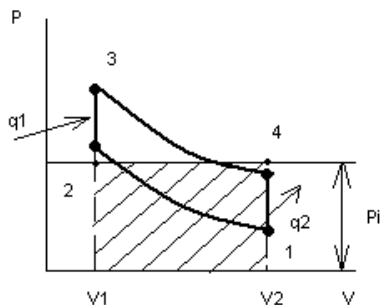
Степень сжатия ε у всех циклов различна:

- минимальная при $V=\text{const}$;
- максимальная при $P=\text{const}$;
- промежуточная при смешанном цикле.

5.1.5. Среднеиндикаторное давление

Среднеиндикаторным давлением называется условное постоянное давление, под действием которого поршень в течении одного хода совершает работу, равную работе всего теоретического цикла (P_i):

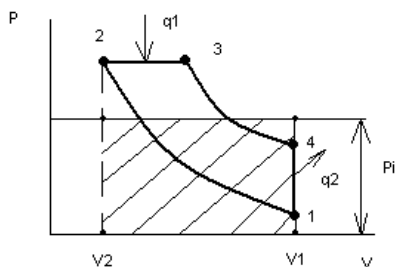
1. при $V=\text{const}$



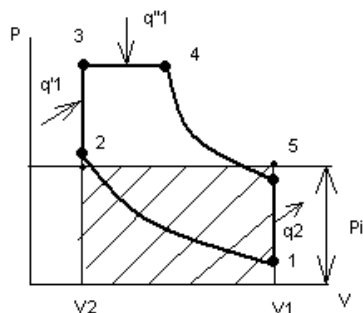
$$\ell = \ell_{расш} - \ell_{сж} = P_i (V_1 - V_2)$$

$$P_i = \frac{\ell}{V_1 - V_2}$$

2. при $P = \text{const}$



3. при смешанном цикле



Высота равновеликого прямоугольника – P_i .

5.2. Газотурбинные установки (ГТУ)

Газотурбинные установки (ГТУ) обладают многими важными преимуществами перед поршневыми двигателями (ДВС и компрессорами):

1. возможность сосредоточения больших мощностей;
2. относительно малая масса и небольшие габариты;
3. отсутствие деталей с возвратно-поступательным движением, а, следовательно, равномерностью работы ГТУ.

Газовая турбина является весьма перспективным двигателем. Ограниченное применение газовых турбин объясняется в основном тем, что из-за недостаточной жаропрочности современных материалов (сталей), турбина может надежно работать в области температур значительно меньших, чем ДВС поршневого типа, что приводит к снижению КПД установки. Дальнейший прогресс в создании новых, прочных и жаростойких сталей позволит газовой турбине работать в области более высоких температур.

ГТУ в настоящее время применяют:

- в авиации;
- в судовых установках;
- на железнодорожном транспорте;
- в энергетике.

По способу сжигания топлива ГТУ разделяются на два основных типа:

- 1) газовые турбины с подводом теплоты при $P = \text{const}$;
- 2) газовые турбины с подводом теплоты при $V = \text{const}$.

Принципиальная схема ГТУ изображена на рис.5. 8.

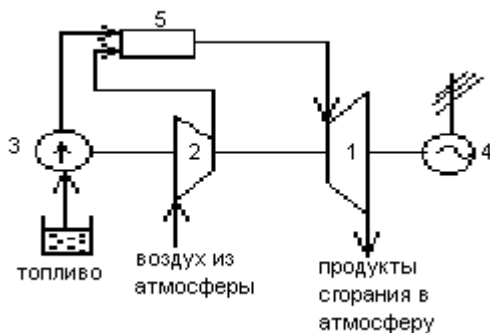


Рис.5.8. Принципиальная схема ГТУ

На общем валу находятся: газовая турбина 1, компрессор 2, топливный насос 3 и потребитель энергии 4.

Компрессор засасывает воздух из атмосферы, сжимает его до требуемого давления и направляет в камеру сгорания 5. Туда же топливным насосом подается топливо, которое может быть жидким или газообразным (если газообразное, то вместо насоса применяют газовый компрессор).

Сгорание топлива происходит в камере сгорания при $P = \text{const}$ или $V = \text{const}$. Продукты сгорания, расширившись в соплах газовой турбины, попадают на лопатки турбины, производят там работу и затем выбрасываются в атмосферу через выпускной патрубок. Давление отработавших газов несколько превышает атмосферное. Отработавший газ после газовой турбины целесообразно направлять в теплообменник для подогрева воздуха, поступающего в камеру сгорания или направлять для нужд коммунального хозяйства для получения горячей воды, пара и т. д.

5.2.1. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $P = \text{const}$

Представим цикл ГТУ при $P = \text{const}$ в PV и TS координатах (рис.5.9), предполагая:

- 1) цикл является замкнутым, то есть количество рабочего тела в цикле сохраняется постоянным;
- 2) выход отработавших газов в атмосферу заменяется изобарным процессом отвода теплоты холодному источнику;
- 3) считаем, что теплота q_1 подводится к рабочему телу извне, через стенки корпуса установки;
- 4) рабочее тело – идеальный газ неизменного состава с постоянной теплоемкостью.

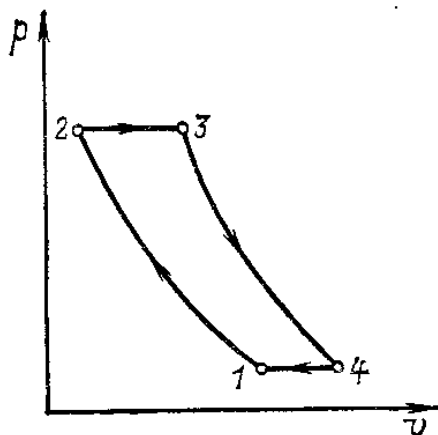


Рис.5.9 (а). Цикл ГТУ в P, V - диаграмме

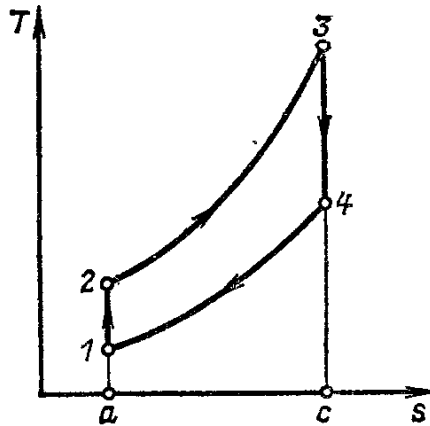


Рис. 5.9 (б). Цикл ГТУ в T,S – диаграмме

1-2 – процесс адиабатного сжатия воздуха в компрессоре. Как показано ранее, процесс сжатия может быть адиабатным, изотермическим или политропным.

2-3 – подвод теплоты при $P=\text{const}$ (соответствует сгоранию топлива в камере сгорания);

3-4 – адиабатное расширение рабочего тела в сопловом аппарате турбины;

4-1 – отвод теплоты при $P=\text{const}$ (выход отработавших газов из турбины) – условный процесс, замыкающий цикл.

Определим термический КПД η_t цикла ГТУ (при $P=\text{const}$).

Характеристиками цикла являются:

1) степень повышения давления в компрессоре $\beta = \frac{P_2}{P_1}$;

2) степень изобарного расширения $\rho = \frac{V_3}{V_2}$;

Количество подводимой теплоты $q_1 = c_p \cdot (T_3 - T_2)$;

Количество отводимой теплоты $q_2 = c_p \cdot (T_4 - T_1)$;

Термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_p (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2};$$

Выразим температуры T_2, T_3, T_4 через T_1 и характеристики цикла:

$$\text{процесс1-2} \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}, \quad T_2 = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}};$$

$$\text{процесс2-3} \quad \frac{T_3}{T_2} = \frac{V_3}{V_2} = \rho, \quad T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho;$$

$$\text{процесс3-4} \quad \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{P_1}{P_1 \cdot \beta} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}};$$

$$T_4 = T_3 \cdot \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho \cdot \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \cdot \rho.$$

Подставляя значения температур в формулу, найдем термический КПД цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \rho - T_1}{T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \rho - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{\rho - 1}{\beta^{\frac{k-1}{k}} (\rho - 1)} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}.$$

При $k=1,33$ β и η_t принимают значения:

β	2	3	4	5	6	7	8	9	10
η_t , %	16	24	29	33	36	38	40	42	43

η_t зависит от степени повышения давления β и показателя адиабаты k и возрастает с увеличением этих величин.

При рассмотрении работы реальных ГТУ (рис.5.10) необходимо учитывать потери на необратимость процессов в компрессоре и газовой турбине.

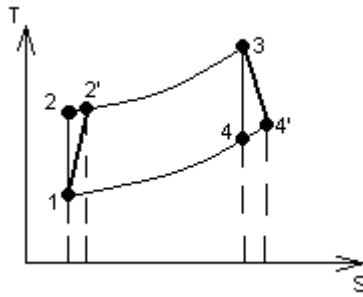


Рис.5.10. Цикл реальной ГТУ

1234 – теоретический цикл ГТУ (при $P=\text{const}$).

12'34' – реальный цикл ГТУ, при этом:

1-2' – реальный (необратимый) процесс адиабатного сжатия в компрессоре;

3-4' – реальный процесс адиабатного расширения в газовой турбине.

Как известно эффективность идеального цикла оценивается термическим КПД:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{\ell_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{\ell_{\text{теор}}^T - \ell_{\text{теор}}^K}{q_1}.$$

Чтобы учесть необратимость процессов расширения и сжатия в реальном цикле вводится понятие относительного внутреннего КПД:

- теоретическая работа сжатия в компрессоре $\ell_{\text{теор}}^K = h_2 - h_1$

- действительная работа $\ell_{\text{действ}}^K = h_{2'} - h_1$

$$\frac{\ell_{\text{теор}}^K}{\ell_{\text{действ}}^K} = \eta_{oi}^K - \text{внутренний относительный КПД компрессора.}$$

$$\eta_{oi}^K = 0,8 \div 0,85.$$

- теоретическая работа расширения в турбине $\ell_{\text{теор}}^T = h_3 - h_4$

- действительная работа $\ell_{\text{действ}}^T = h_3 - h_{4'}.$

$$\frac{\ell_{\text{действ}}^T}{\ell_{\text{теор}}^T} = \eta_{oi}^T - \text{внутренний относительный КПД турбины.}$$

$$\eta_{oi}^T = 0,8 \div 0,9.$$

Эффективность реальных циклов оценивается абсолютным внутренним КПД:

$$\eta_i = \frac{\ell_{\text{действ}}^T - \ell_{\text{действ}}^K}{q_1} = \frac{\ell_{\text{теор}}^T \cdot \eta_{oi}^T - \frac{\ell_{\text{теор}}^K}{\eta_{oi}^K}}{q_1}.$$

5.2.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $V=\text{const}$

Компрессор 2, расположенный на одном валу с турбиной 1, сжимает атмосферный воздух до требуемого давления. Сжатие воздуха может производиться изотермически или адиабатно. Одновременно с воздухом в камеру сгорания 5 подается топливным насосом 3 (или компрессором) жидкое или газообразное топливо. Иногда в камеру сгорания подают заранее приготовленную в карбюраторе горючую смесь. В камере сгорания при закрытых клапанах происходит зажигание топлива от электрической искры. Сгорание топлива происходит при постоянном объеме.

После окончания сгорания открывается выхлопной клапан и продукты сгорания поступают в сопла турбины, где они адиабатно расширяются до атмосферного давления. Из сопел газы поступают на лопатки турбины, производят соответствующую работу и выбрасываются через выхлопной патрубок турбины в атмосферу. Полезная работа установки воспринимается потребителем энергии 4.

Изобразим на диаграмме цикл ГТУ с подводом теплоты при $V=\text{const}$ в PV и TS координатах (рис.5.11).

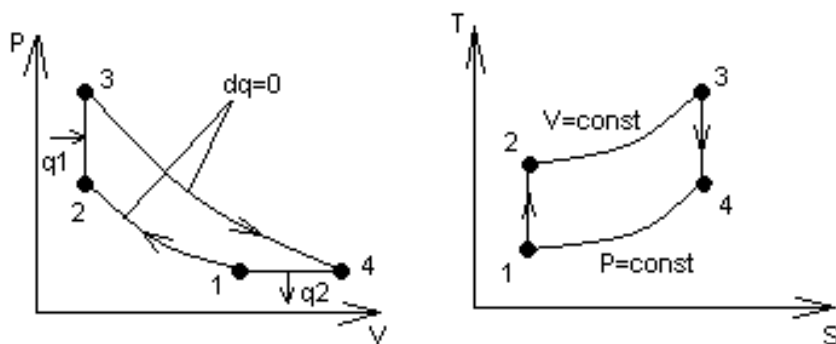


Рис. 5.11. Цикл ГТУ при $V = \text{const}$

Характеристиками цикла являются:

1) степень повышения давления в компрессоре $\beta = \frac{P_2}{P_1}$;

2) степень добавочного повышения давления $\lambda = \frac{P_3}{P_2}$.

Термический КПД цикла:

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

где $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$, $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$.

Подставив значения q_1 и q_2 и выразив все температуры через T_1 и характеристики цикла получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{k(\lambda^{\frac{1}{k}} - 1)}{\beta^{\frac{k-1}{k}} (\lambda - 1)} .$$

η_t зависит от степени повышения давления β , показателя адиабаты k и степени добавочного повышения давления λ . η_t возрастает с увеличением этих величин.

Как ДВС, так и ГТУ работают по разомкнутому циклу. Воздух засасывается из атмосферы компрессором, а из выхлопного патрубка турбины в атмосферу выбрасываются отработавшие продукты сгорания. Таким образом, каждый новый цикл в таких установках осуществляется с новой порцией газа. Изображение таких циклов в PV и TS координатах в виде замкнутых условно (цикл замыкается условным процессом 4-1).

5.2.3. Сравнение циклов ГТУ

Сравнение циклов ГТУ производим по величине η_t .

1) Величина η_t будет различной в зависимости от того, какой процесс сжатия в компрессоре – изотермический, адиабатный или политропный. Рассмотрим цикл ГТУ при $P = \text{const}$ (рис.5.12).

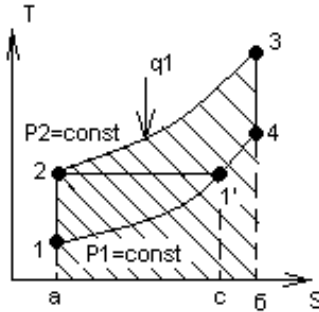


Рис.5.12. Цикл ГТУ при $P = \text{const}$

1234 – цикл ГТУ (1-2 адиабатное сжатие),
1'2'34 – цикл ГТУ (1'-2' изотермическое сжатие).

Сравнение проводим при условии:

- а) равенства в обоих циклах подводимой теплоты q_1 (площадь $a23ба$);
- б) одинаковых максимальных давлений P_3 ;
- в) одинаковых максимальных температур T_3 .

Видно, что $\eta_t^{ad} > \eta_t^{изот}$.

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

т.е. чем больше работа цикла ℓ , которая эквивалентна площади внутри замкнутого цикла, тем больше термический КПД η_t .

Работа цикла с адиабатным сжатием $\ell_{ад}$ равна площади 12341, и она больше работы цикла с изотермическим сжатием $\ell_{из}$, которая равна площади 1'2'341'. Понятно, что в случае политропного сжатия ($1 < n < k$), значение η_t имеет промежуточное значение $\eta_t^{ad} > \eta_t^{пол} > \eta_t^{изот}$.

Для ГТУ $P = \text{const}$ адиабатное сжатие наиболее выгодно.

2) Сравнение циклов ГТУ проводим при условии:

а) одинаковых степенях повышения давления $\beta = \frac{P_2}{P_1}$,

б) одинаковых максимальных и минимальных температурах.
Рассмотрим цикл ГТУ (рис. 5.13).

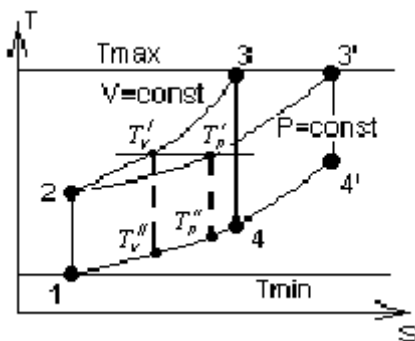


Рис.5.13. Цикл ГТУ при $P = \text{const}$ и $V = \text{const}$

123'4' – цикл ГТУ при $P = \text{const}$,

1234 – цикл ГТУ при $V = \text{const}$.

Видно, что $\eta_t^{V=\text{const}} > \eta_t^{P=\text{const}}$, т.к. среднеинтегральная температура подвода теплоты в циклах одинакова, а среднеинтегральная температура отвода теплоты $T_v^{''}$ ниже, чем в цикле при $P=\text{const}$.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \text{ с другой стороны } \eta_t = 1 - \frac{T_{2cu}}{T_{1cu}}.$$

3 Сравнение циклов ГТУ проводим при условии:

а) разных степенях повышения давления $\beta = \frac{P_2}{P_1}$,

б) одинаковых максимальных и минимальных температурах.
Рассмотрим цикл ГТУ (рис.5.14).

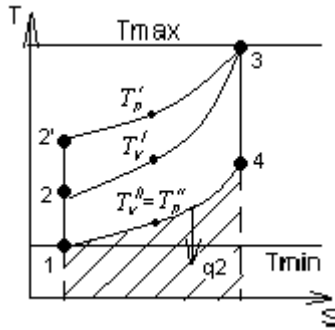


Рис.5.14. Цикл ГТУ при $V = \text{const}$ и $P = \text{const}$

1234 – цикл ГТУ при $V = \text{const}$,

12'34 – цикл ГТУ при $P = \text{const}$.

Видно, что $\eta_t^{P=\text{const}} > \eta_t^{V=\text{const}}$, так как среднеинтегральная температура в цикле при $P = \text{const}$ выше, чем в цикле при $V = \text{const}$ ($T_p' > T_v'$), а среднеинтегральные температуры отвода теплоты в циклах одинаковы. С другой стороны: q_2 – одинаковая и эквивалентная заштрихованной площади, а $q_1^P > q_1^V$.

5.2.4. Методы повышения КПД ГТУ

Чтобы увеличить КПД ГТУ, частично изменили условия их работы. Это дало значительный эффект. Рассмотрим два метода:

1) применение регенерации теплоты - рассмотрим на примере ГТУ при $P = \text{const}$. Принципиальную схему изобразим на рис.5.15.

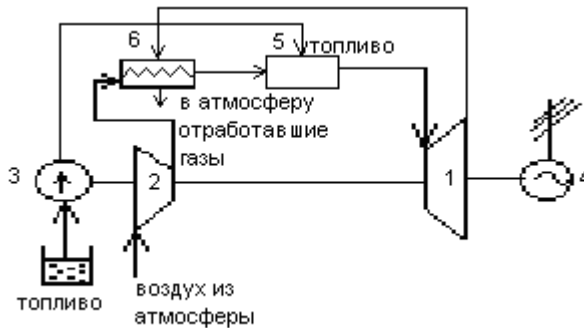


Рис.5.15. Принципиальная схема ГТУ с регенерацией:

Отличие этой установки в том, что сжатый воздух поступает из компрессора 2 не сразу в камеру сгорания 5, а предварительно проходит через регенератор-теплообменник 6, в котором он подогревается за счет тепла отработавших газов. Отработавшие газы, отдавая тепло воздуху, охлаждаются, и затем выбрасываются в атмосферу. Таким образом, определенная часть теплоты, ранее уносившаяся отработавшими газами в атмосферу, теперь полезно используется.

Изобразим цикл ГТУ при $P = \text{const}$ и с регенерацией тепла в T, S координатах (рис. 5.16).

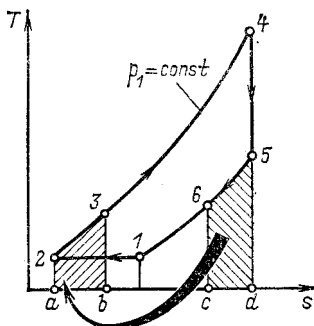


Рис. 5.16 Цикл ГТУ при $P = \text{const}$ и с регенерацией теплоты

1-2 сжатие воздуха в компрессоре изотермическое (может быть адиабатное, а в реальных процессах – политропное);

2-3 изобарный подогрев воздуха в регенераторе (теплообменнике);

3-4 изобарный подвод теплоты в камере сгорания за счет сгорания топлива;

4-5 адиабатное расширение продуктов сгорания в турбине;

5-6 изобарное охлаждение выхлопных газов в регенераторе;

6-1 условный процесс, замыкающий цикл, отвод теплоты при $P = \text{const}$.

При наличии регенерации, теплота, отводимая на участке 5-6 изобары $P_2 = \text{const}$, подводится к воздуху на участке 2-3 изобары $P_1 = \text{const}$ (следовательно, площадь $s65dc$ равна площади $a23ba$).

Если предположить, что охлаждение газов в регенераторе происходит до температуры воздуха, поступающего в него, то регенерация полная, при этом вся теплота отработавших газов используется для подогрева воздуха. В $T-S$ диаграмме цикл с полной регенерацией выглядит следующим образом (рис.5.17):

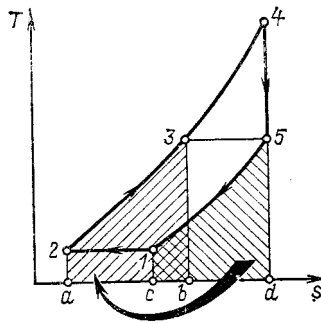


Рис. 5.17. Цикл ГТУ с полной регенерацией

Площадь $a23ba$ равна площади $c15dc$ и эквивалентна теплоте.

Очевидно, что этот случай может иметь лишь теоретическое значение, так как при нулевой разности температур между отработавшими газами и воздухом, имевшей место при полной регенерации, невозможен теплообмен в регенераторе.

Степень регенерации – это отношение теплоты, которая была фактически использована в процессе регенерации (процесс 2-3), к располагаемой теплоте, соответствующей возможному перепаду температуры от T_5 до T_1 ($T_1 = T_2$).

$$\sigma = \frac{h_3 - h_2}{h_5 - h_2} \text{ или } \sigma = \frac{T_3 - T_2}{T_5 - T_2} = 0,65 \div 0,9,$$

т. к. энтальпия $h = c_p \cdot T$.

При полной регенерации теплоты $T_3 = T_5$, следовательно $\sigma = 1$ - это возможно только теоретически.

Регенерация увеличивает η_t установки, это очевидно из T-S диаграммы. Работа, производимая в цикле ГТУ, будет одной и той же при наличии регенерации и без нее (эта работа изображена площадью 1234561). Подводимая теплота q_1 = площади $a2345da$ в случае без регенерации, а в случае цикла с регенерацией q_1 = площади $6345db$.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{\ell_{II}}{q_1}.$$

С учетом того, что $q_1^{\text{рег.}} < q_1$, площадь $6345db < \text{площади } a2345da$, следует, что $\eta_t^{\text{реген}} > \eta_t$.

С другой стороны, потому что $T_{\text{подв.}}$ в цикле с регенерацией увеличивается, а $T_{\text{отв.}}$ уменьшается по сравнению с циклом без регенерации. Регенерацию теплоты можно осуществить и в ГТУ с

подводом теплоты при $V = \text{const}$. Поскольку процесс регенерации осуществляется в теплообменнике при $P = \text{const}$, то подвод теплоты в этом случае производится как по изобаре, так и по изохоре (рис. 5.18).

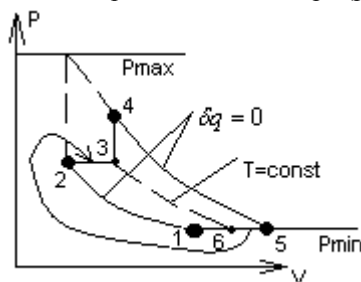


Рис. 5.18. Цикл ГТУ при $V = \text{const}$ и с регенерацией тепла

Данный цикл состоит из следующих процессов:

- 1-2 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре;
- 2-3 – нагрев сжатого воздуха в регенераторе при $P = \text{const}$;
- 3-4 – подвод теплоты при $V = \text{const}$ в камере сгорания;
- 4-5 – адиабатное расширение продуктов сгорания в соплах турбины;

5-6 – отвод теплоты от газов в регенераторе при $P = \text{const}$;

6-1 – отвод теплоты от газов при $P = \text{const}$ теплоприемнику.

η_t цикла ГТУ с подводом тепла при $V = \text{const}$ в результате регенерации возрастает также, как при $P = \text{const}$. Кроме того, применение регенерации позволяет уменьшить наибольшее давление в цикле без снижения его экономичности.

1) экономичность ГТУ можно повысить, осуществив изотермический подвод и отвод теплоты (как в цикле Карно) и изотермическое сжатие в компрессоре (как наиболее выгодное из трех вариантов). Однако на практике из-за конструктивных трудностей невозможно в полной мере осуществить изотермические процессы.

Для приближения действительного процесса сжатия к изотермическому в компрессорах применяют многоступенчатое сжатие с промежуточным охлаждением.

В газовых турбинах для приближения действительного процесса подвода теплоты к изотермическому применяют ступенчатое сгорание с расширением продуктов сгорания в отдельных ступенях турбины. Чем больше число ступеней расширения и сжатия, тем выше η_t . Но применение большого числа камер сгорания и холодильников нецелесообразно, так как это в значительной степени усложняет конструкцию ГТУ и увеличивает потери от необратимости процессов.

Обычно, исходя из технико-экономических соображений, ГТУ делают с двухступенчатым расширением и трехступенчатым сжатием. Идеальный цикл этой ГТУ изображен на рис. 5.19.

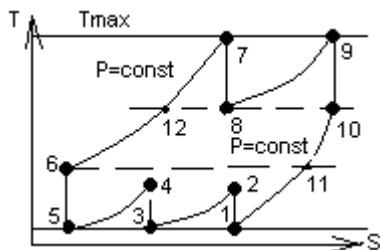


Рис. 5.19. Цикл ГТУ со ступенчатым сжатием и расширением.

В такой установке атмосферный воздух последовательно сжимается в отдельных ступенях компрессора и охлаждается в промежуточных холодильниках. Сжатый до высокого давления воздух поступает в первую камеру сгорания, где нагревается до максимальной температуры. После расширения в первой турбине газ поступает во вторую камеру сгорания, где вследствие сжигания топлива при $P = \text{const}$ он опять нагревается до предельной температуры. Затем продукты сгорания расширяются во второй турбине (или во второй ступени турбины) и выбрасываются в атмосферу.

Если в ГТУ осуществляется цикл с регенерацией теплоты, то нагревание сжатого воздуха может быть произведено за счет охлаждения выхлопных газов. Примененные мероприятия – регенерация теплоты, ступенчатое сжатие, ступенчатый подвод теплоты – значительно повышают КПД ГТУ, а идеальный цикл при этом приближается к циклу Карно.

Все действительные ГТУ работают по разомкнутой схеме, в которой продукты сгорания после работы на лопатках турбины выбрасываются в атмосферу. В этих схемах применяют жидкое или газообразное топливо. При использовании твердых топлив ГТУ работают по замкнутому процессу, где рабочим телом является чистый воздух или другой газ, нагреваемый в теплообменниках. В такой установке одна и та же порция воздуха или газа проходит через газовую турбину и теплообменники, в результате чего получается замкнутый процесс рабочего тела. Замкнутый процесс обладает рядом достоинств – можно использовать дешевые твердые топлива, применять воздух при повышенных давлениях, что приводит к уменьшению объемов, а, следовательно, и габаритов установки.

Недостатком являются большие габариты теплообменников.

5.3. Паротурбинные установки (ПТУ)

Современная стационарная теплоэнергетика базируется в основном на паровых теплосиловых установках. Продукты сгорания топлива в этих установках являются лишь промежуточным теплоносителем (в отличие от ДВС и ГТУ), а рабочим телом служит чаще всего водяной пар.

5.3.1. Циклы Карно и Ренкина для насыщенного водяного пара.

Регенерация теплоты

Цикл Карно насыщенного пара можно было бы осуществить следующим образом (рис.5.20). Теплота от горячего источника подводится при постоянной температуре T_1 по линии 5-1, в результате чего вода с параметрами точки 5 превращается в сухой насыщенный пар с параметрами точки 1. Пар адиабатно расширяется в турбине до температуры T_2 , совершая техническую работу $l_{\text{тех}}$ и превращаясь во влажный пар с параметрами точки 2. Этот пар поступает в конденсатор, где отдает теплоту холодному источнику (циркулирующей по трубкам охлаждающей воде), в результате чего его степень сухости уменьшается от x_2 до x'_2 . Изотермы в области влажного пара являются одновременно и изобарами, поэтому процессы 5-1 и 2-2' протекают при постоянных давлениях p_1 и p_2 . Влажный пар с параметрами точки 2' сжимается в компрессоре по линии 2'-5, превращаясь в воду с температурой кипения. На практике этот цикл не осуществляется прежде всего потому, что в реальном цикле вследствие потерь, связанных с неравновесностью протекающих в нем процессов, на привод компрессора затрачивалась бы большая часть мощности, вырабатываемой турбиной.

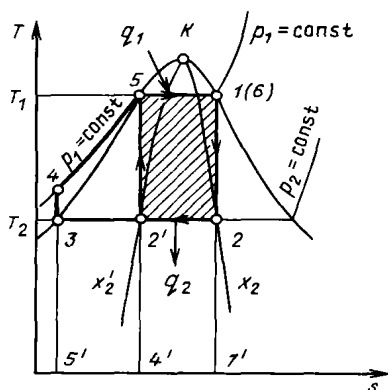


Рис.5.20. Циклы Карно и Ренкина насыщенного водяного пара в T , s -диаграмме

Значительно удобнее и экономичнее в реальном цикле конденсировать пар до конца по линии 2-3, а затем насосом увеличивать давление воды от p_2 и p_1 по линии 3-4. Поскольку вода несжимаема, точки 3 и 4 почти совпадают, и затрачиваемая на привод насоса мощность оказывается ничтожной по сравнению с мощностью турбины (несколько процентов), так что практически вся мощность турбины используется в качестве полезной. Такой цикл был предложен в 50-х годах прошлого века шотландским инженером и физиком Ренкиным и почти одновременно Клаузиусом. Схема теплосиловой установки, в которой осуществляется этот цикл, представлена на рис. 5.21. (На этой схеме показана также возможность перегрева пара в пароперегревателе 6-1, которая в цикле насыщенного пара не реализуется).

Теплота в этом цикле подводится по линии 4-5-6 (см. рис.5.20) в паровом котле ПК, пар поступает в турбину Т и расширяется там по линии 1-2 до давления p_2 , совершая техническую работу $l_{\text{тех}}$. Она передается на электрический генератор ЭГ или другую машину, которую вращает турбина. Отработавший в турбине пар поступает в конденсатор К, где конденсируется по линии 2-3, отдавая теплоту конденсации холодному источнику (охлаждающей воде). Конденсат забирается насосом Н и подается снова в котел (линия 3-4 на рис.5.20).

Термический КПД цикла Ренкина, естественно, меньше, чем η_t цикла Карно при тех же температурах T_1 и T_2 , поскольку средняя температура подвода теплоты уменьшается при неизменной температуре отвода. Однако реальный цикл (с учетом неравновесности сжатия пара в компрессоре в цикле Карно) оказывается экономичнее.

Теоретически термический КПД цикла Ренкина можно сделать равным КПД цикла Карно с помощью регенерации теплоты, если осуществить расширение пара не по адиабате 1-2, как в обычной турбине, а по политропе 1-7 (рис.5.22), эквидистантной линии 4-5 нагрева воды, и всю выделяющуюся при этом теплоту (площадь 1-1'-7'-7) передать в идеальном (без потерь эксергии) теплообменнике воде (площадь 3'-3-5-5').

На практике такую идеальную регенерацию осуществить не удастся, однако в несколько ином виде регенеративный подогрев воды применяется очень широко и позволяет существенно увеличить КПД реального цикла.

К сожалению, цикл насыщенного водяного пара обладает весьма низким КПД из-за невысоких температур насыщения. Например, при давлении 9,8 МПа температура насыщения составляет 311 °С. При температуре холодного источника, равной 25 °С, термический КПД цикла Карно $\eta_{t\text{Карно}} = 1 - (273 + 25)/(273 + 311) = 0,49$. Дальнейшее увеличение температуры T_1 , а значит, и давления p_1 не имеет смысла, ибо, мало увеличивая КПД, оно приводит к утяжелению оборудования из условий прочности, а также к уменьшению количества теплоты q_1

забираемой каждым килограммом воды в процессе испарения 5-1 (из-за сближения точек 5 и 1 на рис.5.20 и 5.22 по мере повышения температуры). Это значит, что для получения той же мощности необходимо увеличивать расходы воды и пара, т. е. габариты оборудования.

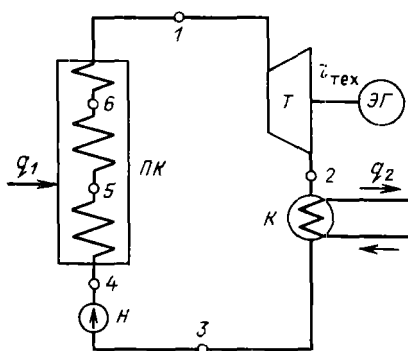


Рис.5.21. Схема паросиловой установки:

ПК - паровой котел;
Т - паровая турбина;
ЭГ - электрогенератор;
К - конденсатор;
Н - насос .

При температуре, превышающей критическую (для воды $t_{кр} = 374,15^{\circ}\text{C}$, что соответствует давлению 22,1 МПа), цикл на насыщенном паре вообще невозможен. Поэтому цикл насыщенного пара (регенеративный) применяется в основном в атомной энергетике, где перегрев пара выше температуры насыщения связан с определенными трудностями.

Между тем металлы, которыми располагает современное машиностроение, позволяют перегревать пар до 550— 600 $^{\circ}\text{C}$. Это дает возможность уменьшить потери энергии при передаче теплоты от продуктов сгорания к рабочему телу и тем самым существенно увеличить эффективность цикла. Кроме того, перегрев пара уменьшает потери на трение при его течении в проточной части турбины. Все без исключения тепловые электрические станции на органическом топливе работают сейчас на перегретом паре, а иногда пар на станции перегревают дважды и даже трижды. Перегрев пара все шире применяется и на атомных электростанциях, особенно в реакторах на быстрых нейтронах.

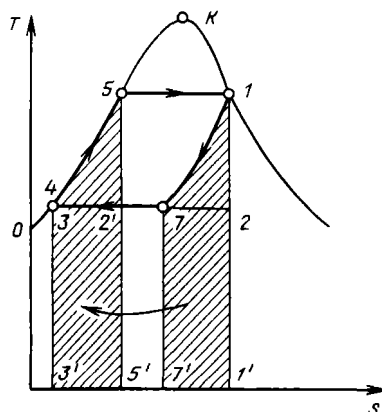


Рис.5.22. Идеальная регенерация теплоты в цикле насыщенного пара.

5.3.2. Цикл Ренкина на перегретом водяном паре

Изображения идеального цикла перегретого пара в p -, v -, T -, s - и h -, s -диаграммах приведены на рис.5.23 (а,б), 5.24. Этот цикл отличается от цикла Ренкина на насыщенном паре (см. рис.5.20) только наличием дополнительного перегрева по линии 6-1. Он осуществляется в пароперегревателе, являющемся элементом парового котла. Термический КПД цикла определяется, как обычно, по уравнению $\eta_t = (q_1 - q_2) / q_1$.

Теплота q_1 подводится при $p = \text{const}$ в процессах 4-5 (подогрев воды до температуры кипения), 5-6 (парообразование) и 6-1 (перегрев пара). Теплота q_1 , подведенная к 1 кг рабочего тела в изобарном процессе, равна разности энтальпий в конечной и начальной точках процесса: $q_1 = h_1 - h_4$.

Отвод теплоты в конденсаторе осуществляется также по изобаре 2-3, следовательно, $q_2 = h_2 - h_3$. Термический КПД цикла $\eta_t = ((h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)) / (h_1 - h_4)$. Если не учитывать ничтожного повышения температуры при адиабатном сжатии воды в насосе, то $h_3 = h_4$ и

$$\eta_t = (h_1 - h_2) / (h_1 - h_3) = \\ = (h_1 - h_2) / (h_1 - h'_2),$$

где $h_2 = h_3$ — энтальпия кипящей воды при давлении p_2 .

КПД идеального цикла Ренкина определяется значениями энтальпий пара до турбины h_1 и после нее h_2 и энтальпии воды h'_2 , находящейся при температуре кипения t_2 . В свою очередь эти значения

определяются тремя параметрами цикла: давлением p_1 и температурой t_1 пара перед турбиной и давлением p_2 за турбиной, т. е. в конденсаторе.

В самом деле, зная p_1 и t_1 , легко отыскать положение точки 1 в h, s -диаграмме и найти энтальпию h_1 . Пересечение адиабаты, проведенной из точки 1, с изобарой p_2 определяет положение точки 2, т. е. энтальпию h_2 .

Наконец, энтальпия h'_2 воды, закипающей при давлении p_2 зависит только от этого давления.

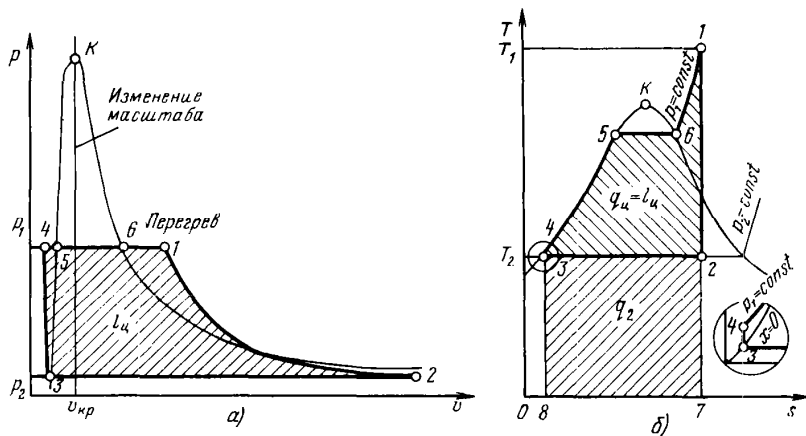


Рис.5.23. Цикл Ренкина на перегретом паре

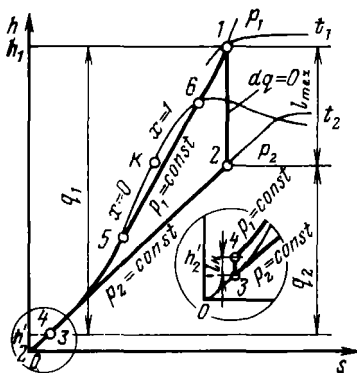


Рис.5.24. Цикл Ренкина в h, s -диаграмме

Перегрев пара увеличивает среднюю температуру подвода теплоты в цикле, не меняя температуру отвода теплоты. Поэтому термический КПД паросиловой установки возрастает с увеличением температуры пара перед двигателем.

С увеличением давления пара перед турбиной p_1 при постоянных p_2 и t_1 полезная работа цикла возрастает, т. е. $l_{mex}''' > l_{mex}'' > l_{mex}'$, (рис.5.25). В то же время количество подведенной за цикл теплоты q_1 несколько уменьшается за счет уменьшения энтальпии перегретого пара h_1 . Поэтому чем выше давление p_1 , тем больше КПД идеального цикла Ренкина.

На рис.5.25 видно, что большему давлению перед турбиной соответствует более высокая влажность выходящего из нее пара. При $p_1 = p_1'$ из турбины выходит перегретый пар; при $p_1 = p_1''$ он получается уже слегка влажным, а при $p_1 = p_1'''$ степень сухости его x''' значительно меньше единицы. Содержание капелек воды в паре увеличивает потери от трения его в проточной части турбины. Поэтому одновременно с повышением давления пара за паровым котлом необходимо повышать и температуру его перегрева, чтобы поддерживать влажность выходящего из турбины пара в заданных пределах.

Для современных турбин допустимое значение степени сухости пара на выходе из турбины должно быть не ниже $x = 0,86 \div 0,88$.

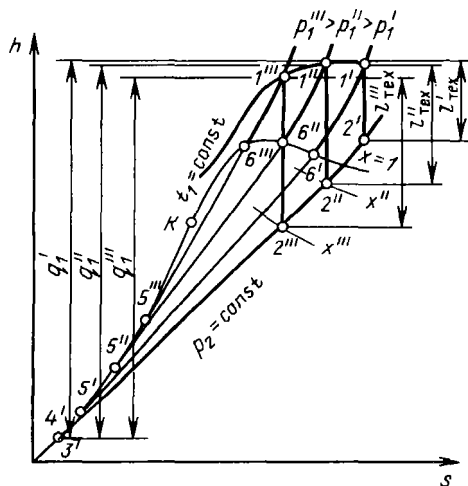


Рис.5.25. Влияние давления перегретого пара на параметры цикла Ренкина

Одним из способов, позволяющих снизить влажность пара на выходе из турбины, является перегрев пара. Применение перегрева пара приводит к увеличению термического КПД цикла и одновременно сдвигает в T, s -диаграмме точку, соответствующую состоянию пара на выходе из турбины, вправо, в область более высоких степеней сухости.

Установлено также, что при одной и той же температуре перегрева пара применение более высокого давления увеличивает коэффициент

заполнения цикла и, следовательно, термический КПД цикла, но одновременно уменьшает степень сухости пара на выходе из турбины и внутренний относительный КПД турбины.

Выходом из положения было бы дальнейшее повышение температуры перегрева. Однако, как уже отмечалось, возможность дальнейшего повышения температуры ограничивается свойствами конструкционных материалов; экономическая целесообразность этого мероприятия должна соотнобразовываться также с увеличивающимися капиталовложениями на сооружение такой установки.

Одним из путей снижения конечной влажности пара является также применение так называемого промежуточного перегрева пара, сущность которого состоит в следующем. После того как поток пара, совершающего работу в турбине, расширился до некоторого давления, он выводится из турбины и направляется в дополнительный пароперегреватель, размещаемый, например, в газоходе котла. Там температура пара повышается, после чего пар вновь поступает в турбину, где расширяется до давления p_2 . Как видно из h , s -диаграммы в этом случае конечная влажность пара снижается.

Таким образом, пар, частично расширившийся в турбине, возвращают в котел и снова перегревают (уже при меньшем давлении), осуществляя так называемый вторичный (а иногда и третичный) подогрев.

Турбины атомных электростанций, работающие на насыщенном паре, имеют специальную конструкцию, позволяющую отводить выделяющуюся при конденсации воду.

Повышение параметров пара определяется уровнем развития металлургии, поставляющей металлы для котлов и турбин. Получение пара с температурой 535-565 °С стало возможным лишь благодаря применению низколегированных сталей, из которых изготавливаются пароперегреватели и горячие части турбин. Переход на более высокие параметры (580-650 °С) требуют применения дорогостоящих высоколегированных (аустенитных) сталей.

При уменьшении давления p_2 пара за турбиной уменьшается средняя температура t_2 отвода теплоты в цикле, а средняя температура подвода теплоты меняется мало. Поэтому чем меньше давление пара за турбиной, тем выше КПД паросиловой установки.

Давление за турбиной, равное давлению пара в конденсаторе, определяется температурой охлаждающей воды. Если среднегодовая температура охлаждающей воды на входе в конденсатор составляет приблизительно 10-15 °С, то из конденсатора она выходит нагретой до 20-25 °С. Пар может конденсироваться только в том случае, если обеспечен отвод выделяющейся теплоты, а для этого нужно, чтобы температура пара в конденсаторе была больше температуры охлаждающей воды хотя бы на 5 - 10 °С. Поэтому температура

насыщенного пара в конденсаторе составляет обычно 25–35 °С, а абсолютное давление этого пара p_2 соответственно 3—5 кПа. Повышение КПД цикла за счет дальнейшего снижения p_2 практически невозможно из-за отсутствия естественных охладителей с более низкой температурой.

5.3.3. Теплофикационный цикл

Имеется, однако, возможность повысить эффективность паросиловой установки путем увеличения, а не уменьшения давления и температуры за турбиной до такой величины, чтобы отбросную теплоту (которая составляет более половины всего количества теплоты, затраченной в цикле) можно было использовать для отопления, горячего водоснабжения и различных технологических процессов (рис.5.26). С этой целью охлаждающая вода, нагретая в конденсаторе К, не выбрасывается в водоем, как в чисто конденсационном цикле, а прогоняется через отопительные приборы теплового потребителя ТП и, охлаждаясь в них, отдает полученную в конденсаторе теплоту. В результате станция, работающая по такой схеме, одновременно вырабатывает и электрическую энергию, и теплоту. Такая станция называется теплоэлектроцентралью (ТЭЦ).

Охлаждающую воду можно использовать для отопления лишь при том условии, что ее температура не ниже 70 – 100 °С. Температура пара в конденсаторе (подогревателе) должна быть хотя бы на 10—15 °С выше. В большинстве случаев она получается больше 100°С, а давление насыщенного пара p_2 при этой температуре выше атмосферного. Поэтому турбины, работающие по такой схеме, называются турбинами с противодавлением.

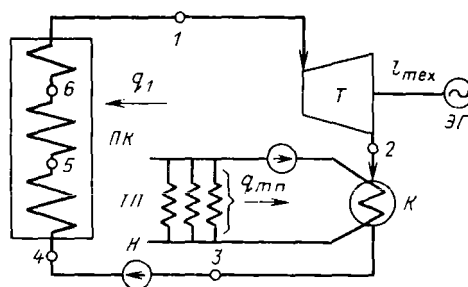


Рис.5.26. Схема установки для совместной выработки тепловой и электрической энергии:

- ПК - паровой котел;
- Т - паровая турбина;
- К - конденсатор-подогреватель;
- Н – насос;
- ТП - тепловой потребитель.

Цифры соответствуют точкам цикла в Т, s-диаграмме.

Итак, давление за турбиной с противодавлением получается обычно не менее 0,1—0,15 МПа вместо около 4 кПа за конденсационной турбиной, что, конечно, приводит к уменьшению работы пара в турбине и соответствующему увеличению количества отбросной теплоты. Это видно на рис.5.27, где полезно использованная теплота $q_{\text{ц}}$ в конденсационном цикле изображается площадью 1-2'-3'-4'-5-6, а при противодавлении площадью 1-2-3-4-5-6. Площадь 2-2'-3'-4 дает уменьшение полезной работы из-за повышения давления за турбиной от p'_2 до p_2 .

Термический КПД установки с противодавлением получается ниже, чем конденсационной установки, т. е. в электроэнергию превращается меньшая часть теплоты топлива. Зато общая степень использования этой теплоты становится значительно большей, чем в конденсационной установке. В идеальном цикле с противодавлением теплота, затраченная в котлоагрегате на получение пара (площадь 1-7-8-4-5-6), полностью используется потребителями. Часть ее (площадь 1-2-4-5-6) превращается в механическую или электрическую энергию, а часть (площадь 2-7-8-4) отдается тепловому потребителю в виде теплоты пара или горячей воды.

При установке турбины с противодавлением каждый килограмм пара совершает полезную работу $l_{\text{тех}} = h_1 - h_2$ и отдает тепловому потребителю количество теплоты $q_{\text{тех}} = h_2 - h'_2$. Мощность установки по выработке электроэнергии $N_0 = (h_1 - h_2) D$ и ее тепловая мощность $Q_{\text{т.п}} = (h_2 - h'_2) D$ пропорциональны расходу пара D , т. е. жестко связаны. Это неудобно на практике, ибо графики потребности в электроэнергии и теплоте почти никогда не совпадают.

Чтобы избавиться от такой жесткой связи, на станциях широко применяют турбины с регулируемым промежуточным отбором пара (рис.5.28). Такая турбина состоит из двух частей: части высокого давления (ЧВД), в которой пар расширяется от давления p_1 до давления $p_{\text{отб}}$, необходимого для теплового потребителя, и части низкого давления (ЧНД), где пар расширяется до давления p_2 в конденсаторе.

Через ЧВД проходит весь пар, вырабатываемый котлоагрегатом. Часть его $D_{\text{отб}}$ (при давлении $p_{\text{отб}}$) отбирается и поступает к тепловому потребителю ТП. Остальной пар в количестве D_K проходит через ЧНД в конденсатор К. Регулируя соотношения между $D_{\text{отб}}$ и D_K , можно независимо менять как тепловую, так и электрическую нагрузки турбины с промежуточным отбором, чем и объясняется их широкое распространение на ТЭЦ. При необходимости предусматриваются два и более регулируемых отбора с разными параметрами пара.

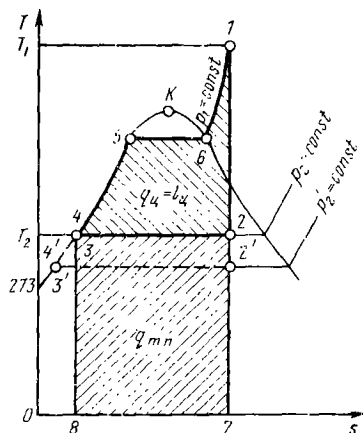


Рис. 5.27. Теплофикационный цикл T,s – диаграмме

Наряду с регулируемыми каждая турбина имеет еще несколько нерегулируемых отборов пара, используемых для регенеративного подогрева питательной воды, существенно повышающего термический КПД цикла.

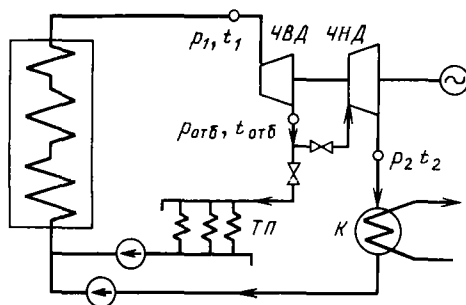


Рис.5.28. Установка турбины с регулируемым отбором пара

Своеобразная «теплофикация» может осуществляться даже на чисто конденсационных станциях, где охлаждающая вода из конденсаторов используется, например, для обогрева бассейнов или водоемов, где искусственно выращивается рыба. Отбросная теплота может использоваться для обогрева парников, теплиц и т. д. Конечно, потребное в районе ТЭЦ количество теплоты для этих целей значительно меньше общего количества отбросной теплоты, но тем не менее такое ее использование является элементом безотходной технологии - технологии будущего.

Несмотря на большие потери эксергии при передаче теплоты от продуктов сгорания к пару, КПД паросиловых установок в среднем выше, чем у ГТУ, и близок к КПД ДВС, прежде всего за счет хорошего использования располагаемой эксергии пара. С другой стороны, большой располагаемый теплотерепад в турбине и связанный с этим относительно низкий удельный расход пара на выработку 1 кВт позволяют создать паровые турбины на колоссальные мощности - до 1200 МВт в одном агрегате! Поэтому паросиловые установки безраздельно господствуют как на тепловых, так и на атомных электростанциях. Паровые турбины применяют также для привода турбовоздуходувов (в частности, в доменном производстве). Недостаток паротурбинных установок - большие затраты металла, связанные прежде всего с большой массой котлоагрегата. Поэтому они практически не применяются на транспорте и их не делают маломощными.

5.3.4. Бинарные циклы (парогазовый)

На основании проведенного рассмотрения циклов теплосиловых установок можно сформулировать требования к свойствам наиболее удобного (с термодинамической и эксплуатационной точек зрения) рабочего тела. Эти требования таковы:

1. Рабочее тело должно обеспечивать возможно более высокий коэффициент заполнения цикла. Для этого рабочее тело должно иметь возможно меньшую изобарную теплоемкость в жидком состоянии (в этом случае изобары в T, s -диаграмме будут идти достаточно круто, приближаясь к вертикали). Желательно также, чтобы рабочее тело имело возможно более высокие критические параметры: при одной и той же температуре насыщенного пара больший коэффициент заполнения имеет цикл, осуществляемый с рабочим веществом, имеющим более высокие критические параметры.

2. Свойства рабочего тела должны быть такими, чтобы высокая верхняя температура при достаточно высоком коэффициенте заполнения цикла обеспечивалась при не слишком высоком давлении пара, т. е. чтобы высокий термический КПД достигался без перехода к чрезмерно высоким давлениям, которые приводят к большому усложнению установки. Вместе с тем рабочее тело должно быть таким, чтобы его давление насыщения при низшей температуре цикла (т. е. температуре, близкой к температуре окружающей среды) было не слишком низким; слишком низкое давление насыщения потребует применения глубокого вакуума в конденсаторе, что сопряжено с большими техническими сложностями.

3. Рабочее тело должно быть недорогим; оно не должно быть агрессивным в отношении конструкционных материалов, из которых

выполняется теплосиловая установка; оно не должно причинять вреда обслуживающему персоналу (т. е. не должно быть токсичным).

К сожалению, в настоящее время рабочие тела, в должной мере удовлетворяющие всем этим условиям, неизвестны. Самое распространенное рабочее тело современной теплоэнергетики — вода — не удовлетворяет условию достаточно низкой теплоемкости в жидкой фазе, но удовлетворяет условию не слишком низкого значения давления в конденсаторе; вода является вполне подходящим рабочим телом для низкотемпературной части цикла. Однако достижение высоких коэффициентов заполнения пароводяного цикла сопряжено с необходимостью перехода к высоким давлениям; при этом вследствие сравнительно невысокой критической температуры длина изобарно-изотермического участка двухфазной области уменьшается, что уменьшает темп роста коэффициента заполнения цикла при переходе к высоким давлениям. Именно вследствие этого средняя температура подвода теплоты в пароводяном цикле сравнительно невысока, что приводит к значительным потерям работоспособности.

Другим рабочим телам присущи иные недостатки. Так, ртуть имеет невысокое давление насыщения при высоких температурах и высокие критические параметры $p = 151 \text{ МПа}$ (1540 кгс/см^2), $t = 1490^\circ \text{C}$. Это позволяет осуществить цикл Ренкина на насыщенном ртутном паре без перегрева с достаточно высоким термическим КПД. Ртуть как рабочее тело хороша для верхней (высокотемпературной) части цикла и неудовлетворительна для нижней.

Так как в настоящее время нет рабочих тел, удовлетворяющих перечисленным требованиям во всем температурном интервале цикла, то можно осуществить цикл, используя комбинацию двух рабочих тел, применяя каждое из них в той области температур, где это рабочее тело обладает наибольшими преимуществами. Циклы такого рода носят название *бинарных*.

В любом цикле вся теплота горячего источника q_1 , не превращенная в работу $l_{\text{ц}}$, отдается холодному источнику q_2 . В цикле ГТУ она фактически выбрасывается в атмосферу вместе с продуктами сгорания, имеющими достаточно высокую температуру 400°C и выше).

Конечно, теплоту этих газов можно использовать для целей теплофикации аналогично тому, как это описано в предыдущем параграфе, однако высокий ее потенциал (большая работоспособность) позволяет применить ее и для производства энергии в комбинированных установках.

Комбинированные установки, в которых одновременно используются два рабочих тела: газ и пар, называют парогазовыми. Простейшая схема парогазовой установки показана на рис.5. 29, а цикл ее - на рис.5.30. Горячие газы, уходящие из газовой турбины после совершения в ней работы, охлаждаются в подогревателе П, нагревая

питательную воду, поступающую в паровой котел. В результате уменьшается расход теплоты (топлива) на получение пара в котле, что приводит к повышению эффективности комбинированного цикла по сравнению с этими же циклами, осуществляемыми отдельно.

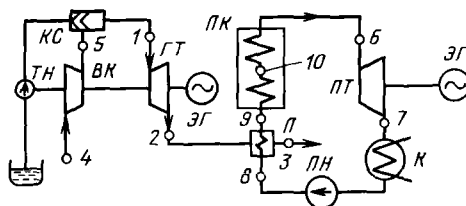


Рис.5.29. Схема простейшей парогазовой установки:

ГТ - газовая турбина;
 ЭГ - электрогенератор;
 ПК - паровой котел;
 ПН - питательный насос;
 К - конденсатор;
 ПТ - паровая турбина;
 ВК - воздушный компрессор;
 КС - камера сгорания;
 ТН - топливный насос;
 П - подогреватель .

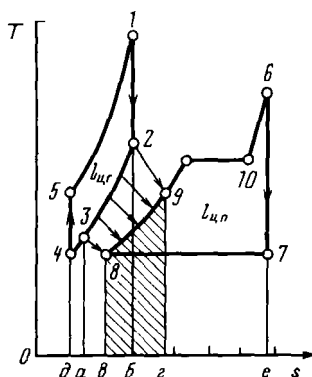


Рис.5.30. Цикл парогазовой установки

Мощности и параметры газотурбинной и паротурбинной установок выбираются таким образом, чтобы количество теплоты, отданной в подогревателе П газами, равнялось количеству теплоты, воспринятой питательной водой. Это определяет соотношение между

расходами газа и воды через подогреватель П. Цикл комбинированной установки (рис.5.30) строится для 1 кг водяного пара и соответствующего количества газа, приходящегося на 1 кг воды.

В цикле газотурбинной установки подводится теплота, равная площади 1-б-d-5, и получается полезная работа $L_{ц.г}$, равная площади 1-2-3-4-5. В цикле паротурбинной установки при его раздельном осуществлении количество подведенной теплоты равно площади 6-е-в-8-9-10, а полезная работа $L_{ц.п}$ - площади 6-7-8-9-10. Теплота отработавших в турбине газов, равная площади 2-б-d-4, при раздельном осуществлении обоих циклов выбрасывается в атмосферу. В парогазовом цикле теплота, выделяющаяся при охлаждении газов по линии 2-3 и равная площади 2-б-а-3, не выбрасывается в атмосферу, а используется на подогрев питательной воды по линии 8-9 в подогревателе П. Теплота, затрачиваемая на образование пара в котле, уменьшается на количество, равное заштрихованной площадке 9-г-в-8, а эффективность комбинированного цикла увеличивается, поскольку суммарная полезная работа обоих циклов $L_{ц.г} + L_{ц.п}$ одинакова при совместном и раздельном их осуществлении.

В различных технологических схемах возможны другие варианты парогазовых установок, позволяющих использовать теплоту, выделяющуюся в технологическом процессе для получения механической энергии, чаще всего потребляемой в этих же схемах, на привод компрессоров, насосов и т. д.

5.3.5. Безмашинное преобразование энергии

В настоящее время главным источником получения электрической энергии в нашей стране являются паротурбинные установки, реализующие цикл Ренкина. Современные паротурбинные установки достигли высокой степени совершенства, однако даже самые лучшие из них превращают в полезную работу только до 42% подводимой теплоты.

Второй закон термодинамики указывает простой способ повышения эффективности циклов тепловых двигателей – повышение начальной температуры рабочего тела (т. е. T_1). Однако реализация этого способа наталкивается на непреодолимые пока трудности. Даже при существующих температурах пара (550-600° С) в таких установках лопатки роторов турбин испытывают огромные тепловые и механические напряжения, поэтому дальнейшее повышение температуры пара недопустимо.

Таким образом, из трех основных элементов паротурбинной установки: котла, паровой турбины и электрогенератора, среднее звено – паровая турбина, оказалась тормозом, препятствующим дальнейшему повышению эффективности ПТУ.

Возникла идея: исключить паровую турбину, где происходит преобразование тепловой энергии в механическую и найти способ прямого преобразования тепловой энергии в электрическую.

Установки, в которых преобразование тепловой (или химической) энергии в электрическую происходит минуя промежуточные стадии, называются установками прямого (безмашинного) преобразования энергии.

Такая идея воплотилась в создании плазменного генератора, названного магнетогидродинамическим генератором электрической энергии или сокращенно – МГД – генератором.

Принцип его действия основан на законе электромагнитной индукции, открытом английским ученым М. Фарадеем в 1831 году. Согласно этому закону в проводнике, движущемся поперек магнитного поля и замкнутом на внешнюю цепь, возникает электрический ток. Закон не требует, чтобы проводником обязательно было твердое тело (например, обмотка ротора электрогенератора).

В МГД – генераторе в качестве проводника используется низкотемпературная плазма – ионизированный газ, представляющий собой смесь свободных электронов с электрически нейтральными атомами и ионами.

Плазмой называется вещество, находящееся в частично или полностью ионизованном состоянии и состоящее из $+$ и $-$ заряженных частиц в такой пропорции, что общий заряд равен 0. Следовательно, плазма – это электрически нейтральная смесь, в которой содержатся электроны, положительные ионы, а в низкотемпературной плазме (2500^0 – 3000^0) еще и нейтральные атомы или молекулы.

Во Вселенной плазма составляет более 99% (звезды, Солнце, межпланетное пространство). На земле из-за низкой температуры плазмы нет, создают искусственно. Плазма может быть получена из любого газа, если его нагреть до высоких температур, когда начинается диссоциация (расщепление) сложных молекул с образованием наэлектризованных ионов и электронов, которые делают плазму проводником электрического тока.

Принцип устройства МГД – генератора

Собственно МГД – генератором является канал, находящийся в магнитном поле, создаваемом магнитом. При движении по каналу плазмы со скоростью 800-1000 м/с, в результате пересечения ею магнитосиловых линий на электродах образуется разность потенциалов, а при замыкании электродов на внешнюю цепь – электрический ток. Рассмотрим схему МГД – генератора (рис.5.31).

Атмосферный воздух сжимается компрессором 1 до давления P_1 и подается в камеру сгорания 2. Сюда же подается топливо и кислород для интенсификации горения. Сгорание происходит при постоянном

давлении $P_1 = \text{const}$. Из камеры сгорания горячие продукты сгорания (это плазма) поступают в МГД – генератор 3. Здесь рабочее тело – плазма – адиабатно расширяется, совершая при этом техническую работу – производя электрическую энергию.

Продукты сгорания, выходящие из МГД – генератора, и имеющие весьма высокую температуру, поступают в регенеративный подогреватель 4, где они охлаждаются, нагревая воздух, подаваемый в камеру сгорания.

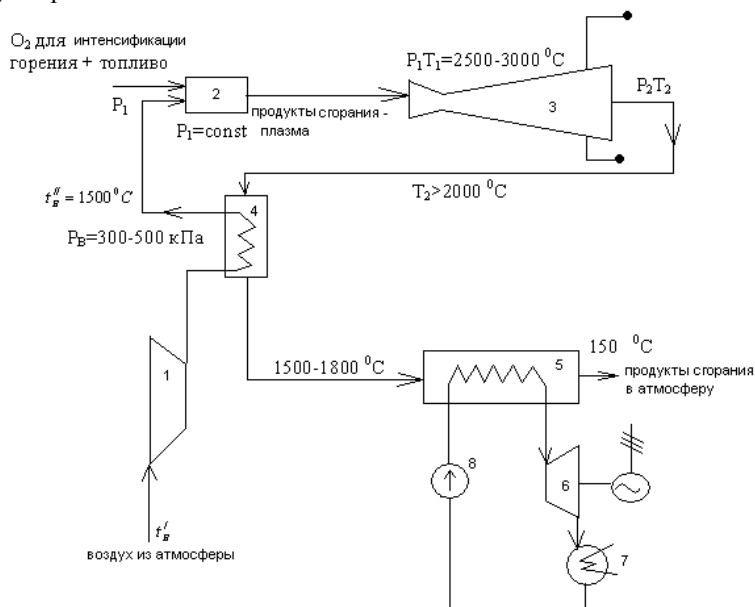


Рис.5.31. Схема МГД – генератора

- 1 – компрессор;
- 2 – камера сгорания;
- 3 – МГД – генератор;
- 4 – регенеративный подогреватель;
- 5 – парогенератор (котел большой мощности);
- 6 – паровая турбина;
- 7 – конденсатор;
- 8 – питательный насос.

Продукты сгорания, выходящие из подогревателя, имеют все еще высокую температуру.

Одним из решений эффективного использования этого тепла является использование второго цикла – пароводяного.

Продукты сгорания поступают в парогенератор 5, где они отдают тепло воде, получается пар, который поступает в паровую турбину 6, где, расширяясь, производит работу – получаем электрическую энергию. Затем пар конденсируется в конденсаторе 7 и далее насосом 8 снова подается в парогенератор.

Продукты сгорания, охлажденные в парогенераторе, выбрасываются в атмосферу. Такая схема называется разомкнутой. Изобразим в $T - S$ диаграмме (рис.5.32) цикл МГД – генератора.

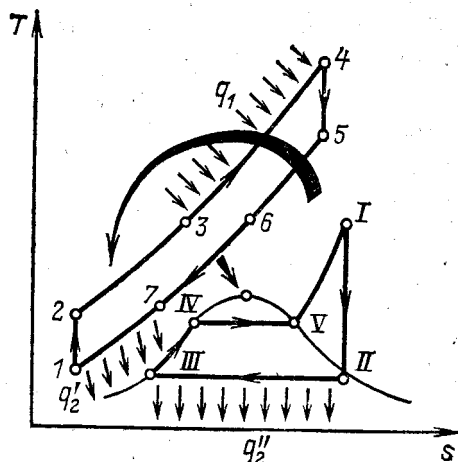


Рис.5.32. Цикл МГД – генератора

Работу насоса в нижнем цикле Ренкина не учитываем.

1-2 адиабатное сжатие воздуха в компрессоре от P_2 до P_1 ;

2-3-4 изобара подвода тепла в цикле ($P_1 = \text{const}$);

2-3 подвод тепла к воздуху в регенеративном подогревателе за счет отвода на участке 5-6;

3-4 подвод тепла в камере сгорания (здесь происходит переход продуктов сгорания в пламенное состояние);

4-5 адиабатное расширение газа в МГД – генераторе;

5-6-7-1 изобара отвода тепла в цикле ($P_2 = \text{const}$);

5-6 отдача тепла воздуху в регенеративном подогревателе;

6-7 отдача тепла воде в парогенераторе;

7-1 отвод тепла холодному источнику (с продуктами сгорания в атмосферу – это q_2').

Цикл построен для 1 кг воды – пароводяной и для $m_{\text{кг}}$ – МГД – генераторный.

$$m_{\kappa\epsilon} = \frac{h_I - h_{III}}{h_6 - h_7} \cdot \frac{1}{\eta_{П.Г.}}$$

Где $\eta_{П.Г.}$ – КПД парогенератора, учитывающий его потери.

Термический КПД:

$$\eta_t = \frac{m \cdot \ell^{МГД} + \ell^{П6}}{m \cdot q_1} = \frac{m[(h_4 - h_5) - (h_2 - h_1)] + (h_I - h_{II})}{m \cdot (h_4 - h_3)}$$

$\eta_t^{МГД}$ = 55-60% и выше.

МГД – генераторы работают только при высоких температурах. Проблема сохранения целостности МГД – канала при высоких температурах является одной из основных трудностей практического применения МГД – генераторов.

В связи с этим перед промышленностью стоит задача по отысканию высокотемпературных тугоплавких материалов.

Не менее важной проблемой является необходимость создания мощного магнитного поля. Перспективность применения МГД-генераторов для большой энергетики очевидна.

Преимущества:

- 1) отсутствие движущихся частей, что позволяет повысить T_1 ;
- 2) маневренность, может быть запущен в течение нескольких секунд;
- 3) отсутствие перепада температур между источником теплоты и рабочим телом, что приводит к большим эксергетическим потерям.

Эти температуры в МГД – генераторе совпадают.

К установкам прямого преобразования тепловой энергии в электрическую, кроме МГД – генератора относятся:

- а) термоэлектрические установки;
- б) термоэлектронные преобразователи;
- в) топливные элементы;
- г) фотоэлементы.

Термоэлектрические установки

В 1821г. немецкий физик Т.И.Зеебек обнаружил эффект, существо которого состоит в следующем: в электрической цепи, составленной из 2-х разнородных проводников, возникает разность потенциалов, если точки спаев этих 2-х проводников помещены в среды с различной температурой.

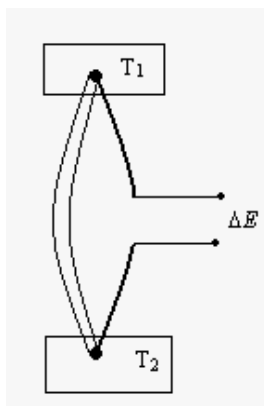


Рис.5.33. Электрическая цепь Т.И. Зеебека

Разность потенциалов называется термо - ЭДС, при этом $\Delta E = \alpha \cdot \Delta T$,

где ΔE - разность потенциалов или термо-ЭДС;

ΔT - разность температур спаев;

α - коэффициент пропорциональности.

Если замкнуть цепь, через какое-либо внешнее сопротивление, то в цепи возникнет электрический ток.

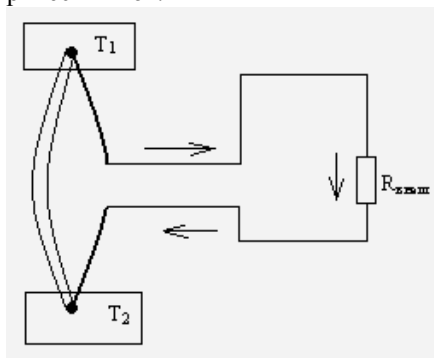


Рис.5.34. Электрическая цепь электрического тока Т.И. Зеебека

Эффект Зеебека используется в измерительной технике; широко распространены простые приборы для измерения разности температур – термопары.

Измерив термо - ЭДС и зная температуру одного из спаев термопары (холодного), можно определить температуру среды, в которую помещен другой спай (горячий).

Значение α определяется предварительной тарировкой.

Эффект Зеебека может быть использован для производства электрической энергии в термоэлектрическом генераторе, которые работают по принципу термопар, но создаются из полупроводниковых материалов.

Термоэлектродгенераторы уже сейчас являются весьма удобными благодаря:

- а) простоте устройства;
- б) отсутствию движущихся частиц;
- в) компактности.

В дальнейшем следует ожидать, что термоэлектродгенераторы получат широкое распространение в «малой» энергетике в качестве удобных автономных источников электропитания.

Термоэлектронные преобразователи

Термоэлектронные преобразователи можно рассматривать как своего рода термоэлектродгенераторы, в которых горячий и холодный спаи разделены вакуумным пространством.

Электрический ток в цепи поддерживается за счет эмиссии электронов.

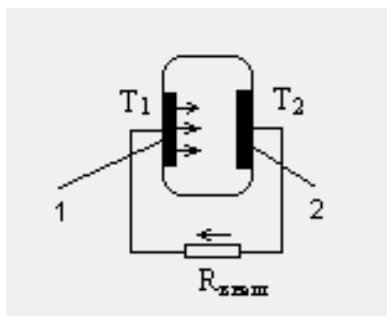


Рис.5.35. Термоэлектронный преобразователь

Металлические поверхности 1 и 2 разделены вакуумным промежутком.

Поверхность 1 имеет температуру T_1 , а поверхность 2 температуру T_2 , причем $T_1 > T_2$.

Металлы в нагретом состоянии способны испускать со всей поверхности электроны. От поверхности 1 к поверхности 2 будет уходить большее число электронов, чем от 2 к 1, (так как $T_2 < T_1$).

Поверхность 2 зарядится отрицательно и между пластинами возникнет разность электрических потенциалов. Если замкнуть пластины на какое — либо внешнее сопротивление, то в цепи возникнет электрический ток.

Топливные элементы

Топливные элементы представляют собой устройства, в которых происходит непрерывное преобразование химической энергии топлива и окислителя в электрическую.

В настоящее время батареи топливных элементов работают в космосе в качестве источника бортового питания космических кораблей, на опытных автомобилях вместо ДВС.

O_2 и H_2 поступают под давлением через пористые платиновые электроды 1 и 2 в электролит – раствор щелочи КОН. При этом атомы O_2 захватывают электроны с поверхности пор в металле, превращаются в отрицательные ионы и перемещаются к электроду 1, где отдают электроны, и превращаясь в нейтральные атомы, вступают в реакцию с H_2 , образуя H_2O в результате реакции:

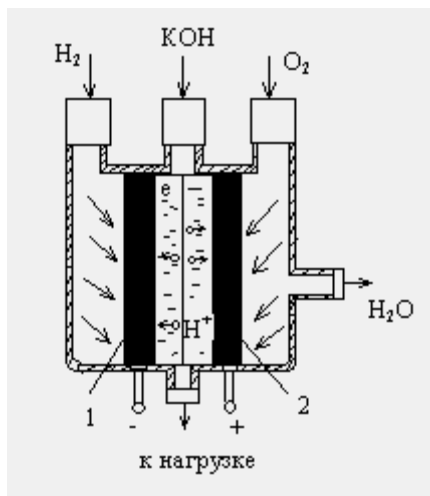
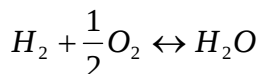


Рис.5.36. Топливный элемент

Гальванический элемент

В гальваническом элементе также происходит превращение химической энергии в электрическую энергию.

Простейший гальванический элемент состоит из цинковой и медной пластин, опущенных в водный раствор H_2SO_4 . При взаимодействии цинка с кислотой внутри элемента происходит разделение частиц, при этом цинковая пластина становится отрицательно заряженной, а медная — положительно. Между заряженными пластинами возникает электрическое поле. Если соединить

пластины проводником по нему начнут перемещаться электроны – в цепи возникнет электрический ток.

Аккумулятор

Аккумулятор можно использовать как источник тока, если его зарядить предварительно от другого источника. Они могут быть:

- а) кислотные (свинцовые) - две свинцовые пластины помещены в раствор H_2SO_4 ;
- б) щелочные (железоникелевые).

Фотоэлементы

Фотоэлементы – при освещении некоторых веществ (селен, оксид меди, кремния) световая энергия непосредственно превращается в электрическую энергию – это явление фотоэффекта.

На нем основано устройство и действие фотоэлементов.

ГЛАВА 6. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

6.1. Идеальный цикл холодильной установки

Охлаждение тела до температуры, лежащей ниже температуры окружающей среды, осуществляется в холодильных установках, работающих по обратному циклу (рис.6.1).

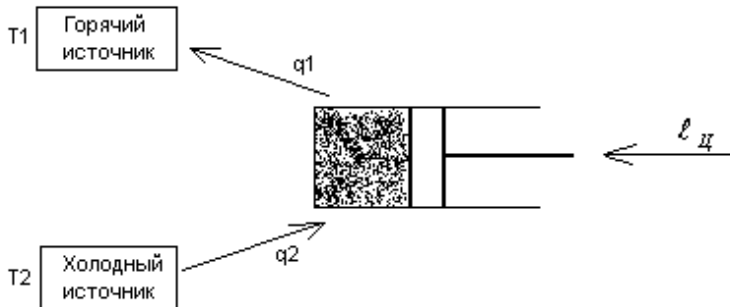


Рис.6.1. Принципиальная схема холодильной установки

q_1 – тепло, отдаваемое горячему источнику, q_2 – тепло, отбираемое от холодного источника, $\ell_{ц}$ – работа, затрачиваемая в цикле.

Обратным называется цикл, в котором работа сжатия больше работы расширения, и за счет подведенной (затраченной) работы тепло передается от холодного источника к горячему. Цикл совершается против часовой стрелки.

$$q_1 = q_2 + \ell_{ц},$$

т. е. горячему источнику в обратном цикле передается теплота q_1 , равная сумме теплот q_2 , отбираемой от холодного источника и теплоты, эквивалентной затраченной в цикле работе $\ell_{ц}$. Холодильные установки, работающие при температурах ниже 120 К принято называть криогенным.

Холодильные установки оцениваются величиной холодильного коэффициента ε :

$$\varepsilon = \frac{q_2}{\ell_{ц}} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2},$$

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

Чем выше ε , тем более эффективен цикл холодильной установки. Чем выше ε , тем меньшую работу нужно затратить, чтобы отвести от охлаждаемого тела одно и тоже количество теплоты q_2 .

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

Таким образом, холодильный коэффициент обратно пропорционален термическому КПД.

Идеальным циклом холодильной установки является обратный цикл Карно, осуществляемый между горячим источником с температурой $T_{гор.ист}$ и холодным источником с температурой $T_{хол.ист}$ (рис.6.2).

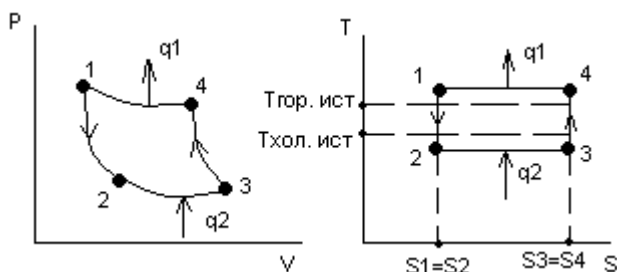


Рис.6.2. Обратный цикл Карно

Рабочее тело (газ или пар), состояние которого изображается точкой 1, обратимо расширяется по адиабате 1-2, производя работу (например, перемещая поршень). Температура рабочего тела в процессе адиабатного расширения понижается от T_1 до T_2 .

$$T_2 = T_{хол.ист} - dT.$$

Затем осуществляется изотермическое расширение рабочего тела – процесс 2-3, в котором к рабочему телу подводится от холодного источника теплота:

$$q_2 = T_2 \cdot (S_3 - S_2).$$

По достижении точки 3 осуществляется адиабатное сжатие от T_2 до T_1 :

$$T_1 = T_{гор.ист} + dT.$$

Затем осуществляется изотермический процесс отвода теплоты от рабочего тела к горячему источнику:

$$q_1 = T_1 \cdot (S_4 - S_1).$$

За счет отвода теплоты удельный объем рабочего тела уменьшается и рабочее тело возвращается в исходное состояние – т.1 и цикл замыкается. Так как $S_1 = S_2$ и $S_3 = S_4$, то холодильный коэффициент обратного цикла Карно:

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

Рабочие тела в холодильных установках называются хладагентами.

По виду хладагента холодильные установки разделяются на:

- 1) газовые (воздушные);
- 2) паровые (пары различных веществ):
 - а) парокомпрессионные;
 - б) парозежекторные;
 - в) абсорбционные.

Холодильная установка включает в себя устройство для сжатия рабочего тела (компрессор или насос) и устройство для расширения рабочего тела.

Расширение рабочего тела может происходить с совершением полезной работы и без совершения полезной работы (путем дросселирования).

Машины, применяемые для охлаждения рабочего тела в процессе его расширения с совершением полезной работы называются детандерами, которые подразделяются на поршневые и турбинные (турбодетандеры).

6.2. Цикл воздушной холодильной установки

Воздушные холодильные установки были первыми, применяемыми на практике (рис.6.3).

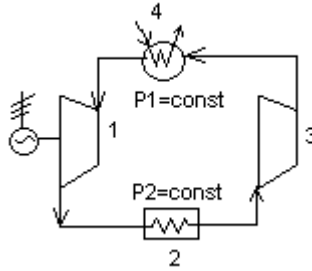


Рис.6.3. Схема воздушной холодильной установки

- 1 – детандер;
- 2 – охлаждаемая камера;
- 3 – компрессор;
- 4 – охладитель.

Воздух расширяется в детандере от P_1 до P_2 , совершая работу, отдаваемую внешнему потребителю (например, производя электроэнергию). В результате адиабатного расширения в детандере воздух охлаждается от T_1 до T_2 и поступает в холодильную камеру, из которой он отбирает теплоту. Процесс передачи теплоты к воздуху происходит при постоянном давлении ($P_2 = \text{const}$). Далее воздух направляется в компрессор, где его давление повышается от P_2 до P_1 , при этом температура воздуха возрастает.

Сжатый компрессором воздух поступает в охладитель, который представляет собой теплообменник поверхностного типа, в нем температура воздуха снижается вследствие отдачи теплоты охлаждающей воде, циркулирующей через охладитель. Процесс в охладителе происходит при постоянном давлении ($P_1 = \text{const}$).

Изобразим цикл в P - V и T - S координатах (рис.6. 4).

Процесс в компрессоре может осуществляться либо адиабатно, либо изотермически, либо политропно с показателем политропы $1 < n < k$ (где k – показатель адиабаты).

На P - V диаграмме:

- работа, затраченная на привод компрессора, изображается площадью $a43ба = h_4 - h_3$;
- работа, производимая воздухом в детандере – площадью $a12ба = h_1 - h_2$;
- работа, затраченная в цикле изображается площадью 12341 и равняется:

$$\ell_{\text{ц}} = \ell_{\text{к}} - \ell_{\text{д}} = (h_4 - h_3) - (h_1 - h_2).$$

На T-S диаграмме:

– теплота, отводимая от охлаждаемой камеры

$$q_2 = \text{площадь } c23dc = h_3 - h_2 = c_p(T_3 - T_2).$$

– теплота, отдаваемая охладителю

$$q_1 = \text{площадь } 1cd41 = h_4 - h_1 = c_p(T_4 - T_1).$$

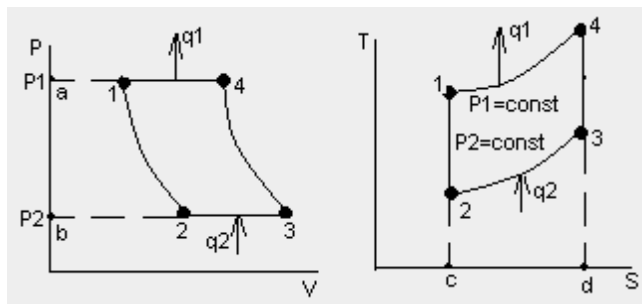


Рис.6.4. Цикл воздушной холодильной установки

1-2 адиабатное расширение воздуха в детандере;

2-3 изобарный отвод теплоты из охлаждаемой камеры;

3-4 адиабатное сжатие в компрессоре;

4-1 изобарное охлаждение воздуха в охладителе.

Определим холодильный коэффициент:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{\ell_{\text{ц}}}.$$

Подставляем значение q_1 и q_2 , получим:

$$\varepsilon = \frac{T_3 - T_2}{(T_4 - T_1) - (T_3 - T_2)} = \frac{1}{\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} - 1} = \left[\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} - 1 \right]^{-1}.$$

Для адиабатного процесса 3-4 имеем:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Для адиабатного процесса 1-2

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Т. к. для изобарных процессов 4-1 и 2-3: $P_1 = P_4$, $P_2 = P_3$,

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

$$\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = \frac{\frac{T_3 \cdot T_1}{T_2} - T_1}{\frac{T_4 \cdot T_2}{T_1} - T_2} = \frac{T_1 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)} = \frac{T_1}{T_2},$$

$$T_4 \cdot T_2 = T_3 \cdot T_1,$$

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

Подставляем это значение, получаем

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

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

По внешнему виду это выражение совпадает с уравнением для холодильного коэффициента обратного цикла Карно. Однако, сходство чисто внешнее.

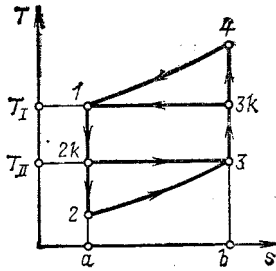


Рис.6.5. Цикл Карно и воздушной холодильной установки

12к33к1 – обратный цикл Карно,
12341 – цикл воздушной холодильной установки.

Циклы изображены в одном и том же интервале температур T_I – горячий источник, T_{II} – холодный источник

В обратном цикле Карно: T_2 – это температура, равная в пределе температуре охлаждаемой камеры (T_{II}). В цикле воздушной холодильной установки: T_2 – значительно ниже T_{II} .

Отсюда следует, что при одном и том же значении T_I :

$$\varepsilon_{\text{хол. уст.}} < \varepsilon_{\text{Карно}}$$

Это видно из T-S диаграммы (рис.6.5), где два цикла изображены в одном и том же интервале температур:

- цикл Карно

$$q_2 = \text{площадь } a2k3ba$$

$$\ell_{II} = \text{площадь } 12k33k1$$

$$q_2^{\text{возд.}} < q_2^{\text{Карно}},$$

- воздушная холодильная установка

$$q_2 = \text{площадь } a234a$$

$$\ell_{II} = \text{пл. } 12341$$

$$\ell_{II}^{\text{возд.}} > \ell_{II}^{\text{Карно}}.$$

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{\ell_{II}}.$$

$$\varepsilon_{\text{хол. уст.}} < \varepsilon_{\text{Карно}}.$$

В цикле Карно отводится больше теплоты и затрачивается меньшая работа, значит

$$\varepsilon_{\text{карно}} > \varepsilon_{\text{хол.уст.}}$$

и отличие это весьма значительно.

Воздушные холодильные установки были распространены во второй половине 19 века. Однако уже с начала 20 века они практически перестали применяться из-за малой экономичности и больших расходов воздуха, что делает установку громоздкой и повышает ее стоимость. В настоящее время область их применения расширяется благодаря возрастанию экономичности их за счет применения турбокомпрессоров и регенерации.

6.3. Цикл парокомпрессионной холодильной установки

Наибольшее распространение в настоящее время получили парокомпрессионные холодильные установки, где в качестве хладоагентов используются пары каких-либо легкокипящих жидкостей – аммиак, фреоны, сернистый ангидрид и другие (рис.6.6).

Недостатком воздушной холодильной установки является то, что подвод и отвод теплоты осуществляется по изобарам, а не по изотермам, как в обратном цикле Карно. Осуществить подвод и отвод теплоты по изотермам удастся в том случае, если в качестве хладоагента использовать влажный пар, у которого изотермы и изобары совпадают. Подобный цикл напоминает цикл Ренкина во влажном паре (рис.6.7).

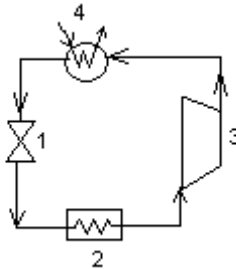


Рис.6.6. Схема парокомпрессионной холодильной установки

- 1 – дроссельный вентиль;
- 2 – охлаждаемая камера;
- 3 – компрессор;
- 4 – конденсатор.

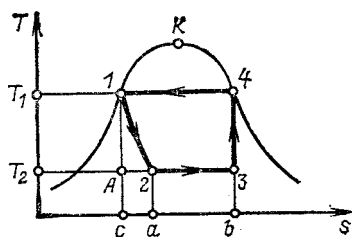


Рис.6.7. Цикл в T-S координатах

- 1-2 – адиабатное дросселирование ($h = \text{const}$);
- 2-3 – подвод теплоты к хладагенту из охлаждаемой камеры;
- 3-4 – адиабатное сжатие пара в компрессоре;
- 4-1 – отвод теплоты от хладагента (процесс конденсации).

Сжатый в компрессоре до давления P_1 сухой насыщенный пар поступает в конденсатор, где за счет отдачи теплоты охлаждающей воде происходит конденсация пара. Процесс конденсации происходит по изобаре-изотерме 4-1, так что из конденсатора выходит жидкость в состоянии насыщения (точка 1 на T-S диаграмме).

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, детандеры не применяются и вместо процесса расширения с отдачей внешней работы используется процесс расширения без отдачи работы, т.е. процесс дросселирования.

Дросселирование влажного пара всегда происходит с понижением температуры, энтропия при дросселировании всегда возрастает, энтальпия не изменяется.

Жидкость при P_1 и T_1 (точка 1) направляется в дроссельный вентиль, где она дросселируется до давления P_2 . Из вентилля выходит влажный пар с температурой T_2 и малой степенью сухости (x_2). Далее влажный пар направляется в охлаждаемую камеру, отбирает теплоту от охлаждаемых тел, жидкость, содержащаяся в нем, испаряется, степень сухости пара увеличивается (x_3). Этот изобарно-изотермический процесс изображается линией 2-3. Далее пар направляется в компрессор, где адиабатно сжимается от P_2 до P_1 , степень сухости пара повышается так, что из компрессора выходит сухой насыщенный пар ($x_4 = 1$). Пар направляется в конденсатор и цикл повторяется. Возможны случаи, когда

состояние выходящего из компрессора пара может оказаться в области насыщения ($x_4 < 1$) или перегрева (рис.6.8).

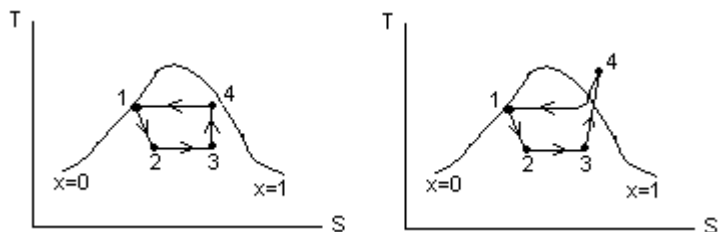


Рис.6.8. Цикл в T-S координатах

Рассмотренный цикл отличается от обратного цикла Карно, только тем, что охлаждение хладагента от T_1 до T_2 вместо обратимой адиабаты расширения в детандере (линия 1-A) происходит по необратимой адиабате расширения в дроссельном вентиле (линия 1-2).

Определим холодильный коэффициент:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{\ell_{\text{ц}}}$$

Тепло, отбираемое из холодильной камеры q_2 = площадь a23ба = h_3 - h_2

Работа, затраченная на привод компрессора:

$$\ell_K = h_4 - h_3.$$

Работа в дроссельном вентиле не совершается

$$\ell_{\text{др.в.}} = h_1 - h_2, \text{ но } h_1 = h_2.$$

$$\ell_{\text{др.в.}} = 0.$$

Следовательно, работа цикла:

$$\ell_{\text{ц}} = \ell_K - \ell_{\text{др.в.}} = \ell_K = h_4 - h_3.$$

$$\varepsilon = \frac{q_2}{\ell_{\text{ц}}} = \frac{h_3 - h_2}{h_4 - h_3}.$$

Холодильный коэффициент отличается от $\varepsilon_{\text{карно}}$:

$q_2^{\text{карно}}$ = площадь сАЗбс – это больше, чем $q_2^{\text{ПКХ}}$ = площадь а23ба

$$\varepsilon_{\text{карно}} > \varepsilon_{\text{ПКХ}} > \varepsilon_{\text{возд.хол.}}$$

6.4. Цикл парозжекторной холодильной установки

Парозжекторная установка представляет собой один из самых старых типов холодильных установок.

Так же здесь используется влажный пар в виде хладагента. Основное отличие от ПКХ в том, что сжатие пара осуществляется не в компрессоре, а с помощью эжектора. Чем это вызвано?

В качестве хладагента используется водяной пар. Удельный объем пара весьма велик при температурах близких 0°C (при $t = 5^{\circ}\text{C}$, $v = 147,2 \text{ м}^3/\text{кг}$). Поршневой компрессор, сжимающий такой пар, представлял бы собой весьма громоздкую машину. Поэтому применяют более компактный, хотя и менее совершенный аппарат – паровой эжектор.

Эжектор – устройство для сжатия и перемещения газов, паров, жидкостей.

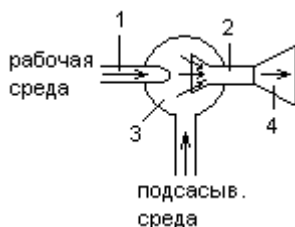


Рис.6.9. Схема эжектора

- 1-сопло;
- 2-камера смешения;
- 3-всасывающая камера;
- 4 -диффузор.

Принцип действия основан на передаче энергии одной среды, движущейся с высокой скоростью (рабочая среда), другой (подсосываемая среда). Рабочая среда (газ или пар) расширяется в сопле и поступает в камеру смешения. Сюда же поступает из всасывающей камеры подлежащая сжатию подсосываемая среда. Из камеры смешения смесь 2-х сред поступает в диффузор, в котором кинетическая энергия струи переходит в потенциальную энергию с повышенным давлением. Сжатие газа или пара в эжекторе осуществляется не внешним источником механической работы, а рабочей средой, которая смешивается с подсосываемой средой.



Рис.6.10. Схема парожеторной холодильной установки

- 1-редукционный (дроссельный) вентиль;
- 2-испаритель (охлаждаемая камера);
- 3-паровой эжектор;
- 4-котел;
- 5-конденсатор;
- 6-насос.

Водяной пар, образовавшийся при расширении насыщенной воды в дроссельном вентиле от давления P_1 до P_2 , поступает в охлаждаемую камеру, а отсюда при давлении P_2 в камеру смешения эжектора. В сопло эжектора подается пар из котла с давлением P_k .

Расходы пара, подаваемого в камеру смешения эжектора и в сопло эжектора (из котла), подбираются таким образом, чтобы давление пара на выходе из диффузора эжектора равнялось P_1 . Из эжектора сухой насыщенный пар направляется в конденсатор, где он конденсируется, отдавая теплоту охлаждающей воде. Поток конденсата при давлении P_1 , выходящий из конденсатора, раздваивается – большая часть воды направляется в холодильный контур на вход в дроссельный вентиль, а меньшая часть – к насосу, в котором давление воды повышается до P_k . Насос подает воду в котел, где происходит парообразование за счет подводимой теплоты.

1-2 – адиабатное дросселирование насыщенной воды в дроссельном вентиле (от P_1 до P_2);

2-3 – изобарно-изотермический процесс отвода тепла в холодильной камере (предположим, что из холодильной камеры выходит сухой насыщенный пар – точка 3).

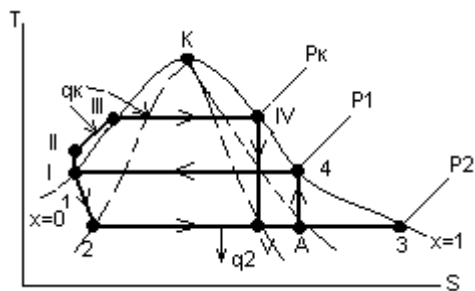


Рис.6.11. Цикл пароежекторной холодильной установки

Римскими цифрами обозначен цикл, совершаемый той частью пара, которая циркулирует в контуре котел – эжектор – конденсатор – котел. Этот цикл изображен условно – расходы пара в каждом из 2-х контуров различны, но в T-S диаграмме оба цикла изображены в расчете на 1 кг пара.

- I-II – повышение давления воды в насосе (от P_1 до P_k);
- II-III-IV – подвод теплоты в котле по изобаре P_k ;
- II-III – нагрев до кипения;
- III-IV – парообразование;
- IV-V – адиабатное расширение пара в сопле эжектора (от P_k до P_2).

Пар расширяется в сопле до давления P_2 (точка V) и смешивается с паром того же давления, поступившем в эжектор из охлаждаемой камеры (точка 3). В результате смешения влажного пара в состоянии V с сухим насыщенным в состоянии 3 получается пар промежуточной степени сухости – точка A.

A-4 – адиабатное сжатие в эжекторе, повышение давления обоих потоков пара в диффузоре эжектора от P_2 до P_1 ;

4-1 – конденсация этого пара в конденсаторе.

Поскольку в цикле работа извне не подводится, а вместо нее подводится теплота в котле, эффективность установки характеризуется коэффициентом теплоиспользования:

$$k = \frac{q_2}{q_k},$$

где q_2 – теплота, отводимая из холодильной камеры;

q_k – теплота, подводимая к котлу.

$$k = \frac{q_2}{q_k} = \frac{h_3 - h_2}{(h_{IV} - h_{II}) \cdot g},$$

где g – отношение количества пара с давлением P_k , подаваемого в сопло эжектора из котла, к количеству пара, поступающего в камеру смешения эжектора из охлаждаемой камеры с давлением P_2 .

С термодинамической точки зрения парозежекторные установки менее эффективны, чем парокомпрессионные. Тем не менее они находят применение благодаря своей простоте, компактности, отсутствию движущихся частей, возможности использования дешевого пара низких параметров.

6.5. Абсорбционные холодильные установки

Отличаются от всех других холодильных установок, простотой конструкции и способом сжатия пара, выходящего из холодильной камеры. В такой установке используется явление абсорбции пара жидким раствором.

Абсорбцией называется процесс поглощения всей массы одного тела другим.

Рабочим телом является раствор, состоящий из двух веществ – холодильного агента и абсорбента, имеющих разные температуры кипения при одном и том же давлении.

Легкокипящая жидкость используется как хладагент, а другая жидкость с высокой температурой кипения – абсорбент.

В качестве одного из возможных вариантов в такой установке используется аммиак – холодильный агент и вода – абсорбент.

В парогенераторе 1 при подводе удельного количества теплоты q_k холодильный агент выпаривается из бинарной смеси и в виде сухого насыщенного пара направляется в конденсатор 2, где полностью конденсируется, отдавая теплоту циркулирующей воде. Холодильный агент в виде жидкости дросселируется в вентиле 3, при этом давление понижается и температура падает до более низкой, чем в камере 4. Получая удельное количество теплоты q_2 от охлаждаемых тел, холодильный агент испаряется и в виде влажного пара поступает в абсорбер 5, где полностью поглощается абсорбентом.

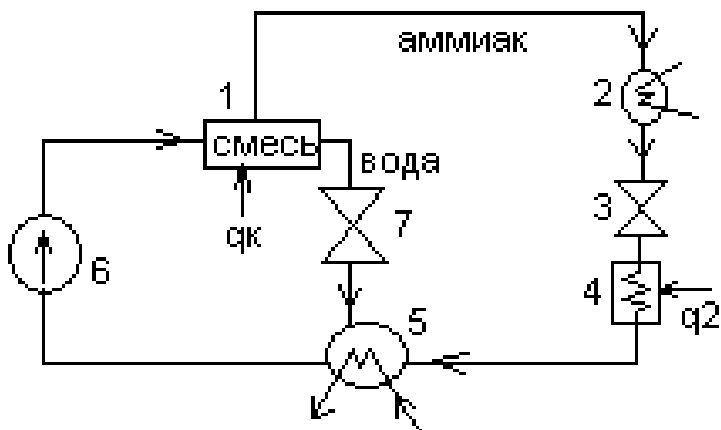


Рис.6.12. Схема абсорбционной холодильной установки

- 1 – парогенератор;
- 2 – конденсатор;
- 3,7 – дроссельный вентиль;
- 4 – охлаждаемая камера;
- 5 – абсорбер;
- 6 – насос.

При абсорбции агента абсорбентом раствор большой концентрации подается насосом 6 в парогенератор и цикл повторяется. Абсорбент со слабой концентрацией холодильного агента через дроссельный вентиль 7, где давление и температура смеси падают, направляется в абсорбер 5. Здесь концентрация холодильного агента повышается и он снова направляется насосом в парогенератор.

Холодильный коэффициент:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_k},$$

где q_2 – удельное количество тепла полученное хладагентом от охлаждаемых тел в холодильной камере;

q_k - удельное количество теплоты, затраченное в парогенераторе.

Абсорбционные установки просты, надежны, дешевы в изготовлении, получили широкое распространение.

6.6. Понятие о тепловом насосе

В процессе работы всякой холодильной установки теплота отбирается из охлаждаемой камеры и сообщается среде с более высокой температурой. Следовательно, результатом осуществления холодильного цикла является не только охлаждения теплоотдатчика, но и нагревание теплоприемника. Это позволило Кельвину в 1852 году выдвинуть предположение об использовании холодильного цикла для отопления помещений, то есть о создании теплового насоса.

Тепловым насосом называют холодильную установку, используемую для подвода теплоты к нагреваемому объему; ее называют насосом, потому что она как бы «перекачивает» тепло из холодного источника в горячий. В горячий источник поступает тепло q_1 , равное сумме тепла q_2 , отобранного от холодного источника, и работы ℓ_{II} , подводимой извне для осуществления холодильного цикла.

Эффективность теплового насоса оценивается величиной отопительного коэффициента:

$$\varepsilon_{отоп} = \frac{q_1}{\ell_{II}}.$$

Не трудно установить связь с холодильным коэффициентом:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{\ell_{II}}.$$

Поскольку $q_1 = q_2 + \ell_{II}$, получаем

$$\varepsilon_{отоп} = \frac{q_2 + \ell_{II}}{\ell_{II}} = \varepsilon + 1.$$

Чем выше холодильный коэффициент, тем выше и отопительный. Т.к. в тепловом насосе $q_1 > \ell_{II}$, то всегда $\varepsilon_{отоп} > 1$.

Так, если в тепловом насосе осуществляется обратный цикл Карно, температура охлаждаемого объема $T_2 = 0^\circ\text{C}$, а температура нагреваемого помещения $T_1 = 25^\circ\text{C}$, то отопительный коэффициент такого насоса:

$$\varepsilon_{отоп} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} + 1 = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = \frac{(25 + 273)}{25} = 11,9.$$

То есть в таком случае в отапливаемое помещение подается теплота, количество которой в 11,9 раз больше работы, затраченной в цикле.

Отопительный коэффициент тепловых насосов, в которых используются циклы холодильных установок, менее совершенные, чем цикл Карно, имеет значение 3,4 и более.

В тепловых насосах используются циклы воздушных, парокомпрессионных холодильных установок. По существу тепловым насосом является всякая холодильная установка, однако, этот термин обычно применяют для обозначения тех установок, главной задачей которых является нагрев теплоприемника.

Впервые парокомпрессионная аммиачная холодильная установка была использована как тепловой насос, то есть для отопления помещения в 1930 г., с тех пор было сооружено много тепловых насосов.

Перспективны комбинированные установки – для совместного получения теплоты и холода, например, холодильная установка для катка с искусственным льдом, при этом вода, охлаждавшая конденсатор этой установки и заметно нагревавшаяся, поступала в сеть городского теплоснабжения.

ГЛАВА 7. ТЕРМОДИНАМИКА ПОТОКА

7.1. Первый закон термодинамики для потока

Как указывалось выше, под открытыми системами понимаются термодинамические системы, которые кроме обмена теплотой и работой с окружающей средой допускают также и обмен массой. В технике широко используются процессы преобразования энергии в потоке, когда рабочее тело перемещается из области с одними параметрами (p_1, v_1) в область с другими (p_2, v_2). Это, например, расширение пара в турбинах, сжатие газов в компрессорах.

Будем рассматривать лишь одномерные стационарные потоки, в которых параметры зависят только от одной координаты, совпадающей с направлением вектора скорости, и не зависят от времени. Условие неразрывности течения в таких потоках заключается в одинаковости массового расхода m рабочего тела в любом сечении:

$$m = Fc/v = \text{const} \dots\dots\dots(7.1)$$

где F — площадь поперечного сечения канала, м^2 ;

c — скорость рабочего тела, м/с

v — удельный объем, $\text{м}^3/\text{кг}$.

Рассмотрим термодинамическую систему, представленную схематически на рис. 1. По трубопроводу 1 рабочее тело с параметрами T_1, p_1, v_1 подается со скоростью c_1 в тепломеханический агрегат 2 (двигатель, паровой котел, компрессор и т.д.). Здесь каждый килограмм рабочего тела в общем случае может получать от внешнего источника теплоту q и совершать техническую работу $l_{\text{тех}}$, например, приводя в движение ротор турбины, а затем удаляется через выпускной патрубок 3 со скоростью c_2 , имея параметры T_2, p_2, v_2 .

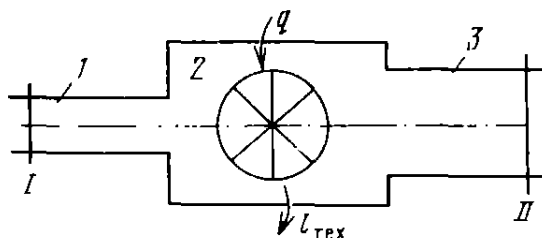


Рис. 7.1. Открытая термодинамическая система

Если в потоке мысленно выделить замкнутый объем рабочего тела и наблюдать за изменением его параметров в процессе перемещения, то

для описания его поведении будут пригодны все полученные выше термодинамические соотношения и, в частности, первый закон термодинамики в обычной записи: $q = \Delta u + l$

Внутренняя энергии есть функции состояния рабочего тела, поэтому значение u_1 определяется параметрами рабочего тела при входе (сечение потока 1), а значение u_2 — параметрами рабочего тела при выходе из агрегата (сечение 2).

Работа расширения l совершается рабочим телом на поверхностях, ограничивающих выделенный движущийся объем, т. е. на стенках агрегата и границах, выделяющих этот объем в потоке. Часть стенок агрегата неподвижна, и работа расширения на них равна нулю. Другая часть стенок специально делается подвижной (рабочие лопатки в турбине и компрессоре, поршень в поршневой машине), и рабочее тело совершает на них техническую работу $l_{\text{тех}}$.

При входе рабочее тело вталкивается в агрегат. Для этого нужно преодолеть давление p_1 . Поскольку $p_1 = \text{const}$, то каждый килограмм рабочего тела может занять объем v_1 лишь при затрате работы, равной $l_{\text{вт}} = - p_1 v_1$.

Для того чтобы выйти в трубопровод 3, рабочее тело должно вытолкнуть из него такое же количество рабочего тела, ранее находившегося в нем, преодолев давление p_2 , т. е. каждый килограмм, занимая объем v_2 , должен произвести определенную работу выталкивания $l_{\text{выт}} = p_2 v_2$.

Сумма $l = p_2 v_2 - p_1 v_1$ - называется работой проталкивания.

Если скорость c_2 на выходе больше, чем c_1 на входе, то часть работы расширения будет затрачена на увеличение кинетической энергии рабочего тела в потоке, равное $c_2^2/2 - c_1^2/2$.

Наконец, в неравновесном процессе некоторая работа $l_{\text{тр}}$ может быть затрачена на преодоление сил трения. Окончательно

$$l = l_{\text{мте}} + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) + l_{\text{мм}} \quad (7.2)$$

Теплота, сообщенная каждому килограмму рабочего тела во время прохождения его через агрегат, складывается из теплоты $q_{\text{внеш}}$ подведенной снаружи, и теплоты $q_{\text{тр}}$, в которую переходит работа трения внутри агрегата, т.е. $q = q_{\text{внеш}} + q_{\text{тр}}$

Подставив полученные значения q и l в уравнение первого закона термодинамики, получим

$$q_{\text{вне}} + q_{\text{тт}} = u_2 - u_1 + l_{\text{мте}} + p_2 v_2 - p_1 v_1 + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} + l_{\text{мм}}$$

Поскольку теплота трения равна работе трения ($q_{тр} = l_{тр}$), а $u + pv = h$, окончательно запишем:

$$q_{вне} = h_2 - h_1 + l_{ме} + \left(\frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \right) \quad (7.3)$$

Это и есть выражение первого закона термодинамики для потока, который можно сформулировать так: *теплота, подведенная к потоку рабочего тела извне, расходуется на увеличение энтальпии рабочего тела, производство технической работы и увеличение кинетической энергии потока.*

В дифференциальной форме уравнение (7.3) записывается в виде

$$\delta q_{вне} = dh + \delta l_{ме} + d\left(\frac{c^2}{2}\right) \quad (7.4)$$

Оно справедливо как для равновесных процессов, так и для течений, сопровождающихся трением.

Выше было указано, что к замкнутому объему рабочего тела, выделенному в потоке, применимо выражение первого закона термодинамики для закрытой системы, т.е. $\delta q = \delta q_{внеш} + \delta d_{тр} = dh - vdp$, откуда $\delta q_{внеш} = dh - vdp - \delta l_{тр}$.

Сравнивая это выражение с уравнением (7.4), получим $-vdp = \delta l_{тех} + d(c^2/2) + \delta l_{тр}$. или

$$\int_{p_2}^{p_1} v dp = l_{тех} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + l_{тр}.$$

Величину $\int_{p_2}^{p_1} v dp$ называют располагаемой работой. В p, v -диаграмме (рис. 7.2) она изображается заштрихованной площадью.

Применим первый закон термодинамики к различным типам тепломеханического оборудования.

Теплообменный аппарат (устройство, в котором теплота от жидкой или газообразной среды передается другой среде). Для него $l_{тех} = 0$, а $(c_2^2 - c_1^2) \ll q_{внеш}$, поэтому

$$q_{вне} = h_2 - h_1 \quad (7.5)$$

Следует подчеркнуть, что для теплообменника, установленного в потоке, это выражение справедливо не только в изобарном процессе, но и в процессе с трением, когда давление среды уменьшается из-за сопротивления.

Тепловой двигатель. Обычно $(c_2^2 - c_1^2) \ll l_{\text{тех}}$, а $q_{\text{внеш}} = 0$, поэтому рабочее тело производит техническую работу за счет уменьшения энтальпии:

$$l_{\text{мех}} = h_1 - h_2 \quad (7.6)$$

Величину $h_1 - h_2$ называют располагаемым теплоперепадом.

Интегрируя уравнение 1-го закона термодинамики от p_1 до p_2 и от h_1 до h_2 для случая, когда $q_{\text{внеш}} = 0$, получим

$$-\int_{p_1}^{p_2} v dp = h_1 - h_2. \quad (7.7)$$

Сравнивая выражения (7.6) и (7.7), приходим к выводу, что

$$l_{\text{тех}} = -\int_{p_1}^{p_2} v dp; \quad \delta l_{\text{тех}} = -v dp. \quad (7.8)$$

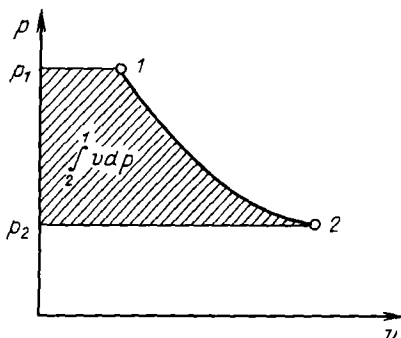


Рис. 7.2. Изображение располагаемой и технической работы в p, v — координатах

Таким образом, при $c_2^2 - c_1^2 = 0$, $q_{\text{внеш}} = 0$ и отсутствии потерь на трение получаемая от двигателя техническая работа равна располагаемой, т. е. тоже изображается заштрихованной площадью на рис. 7.2.

Компрессор. Если процесс сжатия газа в компрессоре происходит без теплообмена с окружающей средой $c_2 = c_1$, $q_{\text{внеш}} = 0$, что всегда можно обеспечить надлежащим выбором сечений всасывающего и нагнетательного воздухопроводов, то

$$l_{\text{мех}} = h_1 - h_2 \dots\dots\dots (7.9)$$

В отличие от предыдущего случая здесь h_1 меньше h_2 , т.е. техническая работа в адиабатном компрессоре затрачивается на увеличение энтальпии газа.

Сопла и диффузоры. Специально спрофилированные каналы, предназначенные для ускорения потока рабочей среды и придания потоку определенного направления называются *соплами*. Каналы, предназначенные для торможения потока и повышения давления, называются *диффузорами*. Техническая работа в них не совершается, поэтому уравнение (7.4) приводится к виду

$$\delta q_{\text{внеш}} = dh + d(c^2/2).$$

С другой стороны, для объема рабочего тела, движущегося в потоке без трения, применимо выражение первого закона термодинамики для закрытой системы $\delta q_{\text{внеш}} = dh - vdp$.

Приравняв правые части двух последних уравнений, получим

$$cdc = -vdp \quad (7.10)$$

Из (7.10) видно, что dc и dp всегда имеют противоположные знаки. Следовательно, увеличение скорости течения в канале ($dc > 0$) возможно лишь при уменьшении давления в нем ($dp < 0$). Наоборот, торможение потока ($dc < 0$) сопровождается увеличением давления ($dp > 0$).

Так как длина сопла и диффузора невелика, а скорость течения среды в них достаточно высока, то теплообмен между стенками канала и средой при малом времени их контакта настолько незначителен, что в большинстве случаев им можно пренебречь и считать процесс истечения адиабатным ($q_{\text{внеш}} = 0$). При этом уравнение (7.3) принимает вид

$$(c_2^2 - c_1^2) / 2 = h_1 - h_2 \quad (7.11)$$

Следовательно, ускорение адиабатного потока происходит за счет уменьшения энтальпии, а торможение потока вызывает ее увеличение.

Проинтегрировав соотношение (7.10) и сравнив его с уравнением (7.11), получим, что для равновесного адиабатного потока

$$h_1 - h_2 = \int_{p_2}^{p_1} v dp \quad \text{при } q_{\text{внеш}} = 0,$$

$$q_{\text{тр}} = 0,$$

т. е. располагаемая работа при адиабатном расширении равна располагаемому теплоперепаду.

7.2. Истечение из суживающегося сопла

Рассмотрим процесс равновесного (без трения) адиабатного истечения газа через сопло из резервуара, в котором газ имеет параметры p_1, v_1, T_1 . Скорость газа на входе в сопло обозначим через c_1 . Будем считать, что давление газа на выходе из сопла p_2 равно давлению среды, в которую вытекает газ.

Расчет сопла сводится к определению скорости и расхода газа на выходе из него, нахождению площади поперечного сечения и правильного выбору его формы.

Скорость истечения в соответствии с уравнением (7.11)

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2}. \quad (7.12)$$

Выберем достаточно большую площадь входного сечения сопла, тогда $c_1 = 0$ и

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0}, \quad (7.13)$$

где $\Delta h_0 = h_1 - h_2 = u_1 - u_2 + (p_1 v_1 - p_2 v_2)$ - располагаемый адиабатный теплоперепад.

Для идеального газа изменение внутренней энергии в адиабатном процессе $u_1 - u_2 = l$, поэтому

$$\begin{aligned} \Delta h_0 &= \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) + (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \\ &= \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \end{aligned} \quad (7.14)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \tilde{n}_2 &= \sqrt{\frac{2k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right)} = \\ &= \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \dots\dots\dots (7.15) \end{aligned}$$

Массовый расход газа m через сопло (кг/с) определяется из соотношения

$$m = F c_2 / v_2 \dots\dots\dots(7.16)$$

где F - площадь выходного сечения сопла.

Воспользовавшись выражениями (7.16) и (7.15), получим

$$m = F \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \dots\dots\dots(7.17)$$

Из выражения (7.17) следует, что массовый расход идеального газа при истечении зависит от площади выходного сечения сопла, свойств и начальных параметров газа (k , p_1 , v_1) и степени его расширения (т. е. давления p_2 газа на выходе).

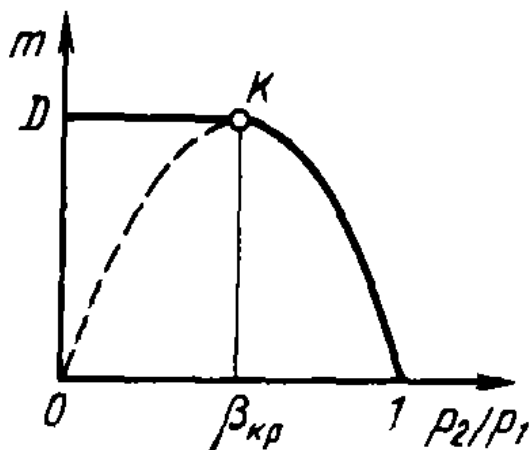


Рис. 7.3. Зависимость массового расхода газа через сопло от отношения p_2/p_1

По уравнению (7.17) построена кривая 1КО на рис. 7.3.

При $p_2 = p_1$ расход, естественно, равен нулю. С уменьшением давления среды p_2 расход газа увеличивается и достигает максимального значения при $p_2/p_1 = \beta_{кр}$. При дальнейшем уменьшении отношения p_2/p_1

значение m , рассчитанное по формуле (7.17), убывает и при $p_2/p_1 = 0$ становится равным нулю.

Сравнение описанной зависимости с экспериментальными данными показало, что для $\beta_{кр.} < p_2/p_1 < 1$ результаты полностью совпадают, а для $0 < p_2/p_1 < \beta_{кр.}$ они расходятся - действительный массовый расход на этом участке остается постоянным (прямая KD).

Для того чтобы объяснить это расхождение теории с экспериментом, А. Сен-Венан в 1839 г. выдвинул гипотезу о том, что в суживающемся сопле невозможно получить давление газа ниже некоторого критического значения $p_{кр.}$, соответствующего максимальному расходу газа через сопло. Как бы мы ни понижали давление p_2 среды, куда происходит истечение, давление на выходе из сопла остается постоянным и равным $p_{кр.}$

Для отыскания максимума функции $m = f(p_2/p_1) = f(\beta)$ выражения (7.17) (при $p_1 = \text{const}$), соответствующего значению $p_{кр.}$, возьмем первую производную от выражения в квадратных скобках и приравняем ее нулю:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dp_2} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k+1)/k} \right] = \\ = \frac{2}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(2/k)-1} - \frac{k+1}{k} \times \\ \times \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{[(k+1)/k]-1} = 0, \end{aligned}$$

откуда

$$\beta_{кр.} = \frac{p_{кр.}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} \quad (7.18)$$

Таким образом, отношение критического давления на выходе $p_2 = p_{рк}$ к давлению перед соплом p_1 имеет постоянное значение и зависит только от показателя адиабаты, т. е. от природы рабочего тела.

Для оценочных расчетов можно принять $\beta_{кр.} \sim 0,5$.

Критическая скорость устанавливается в устье сопла при истечении в окружающую среду с давлением, равным или ниже критического. Ее можно определить из уравнения (7.15), подставив в него вместо отношения p_2/p_1 значение $\beta_{кр.}$:

$$c_{кр.} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_1}. \quad (7.19)$$

Величина критической скорости определяется физическими свойствами и начальными параметрами газа.

Из уравнения адиабаты следует, что $v_1 = v_{кр} (\dot{p}_{кр}/p_1)^{1/k}$.

Заменяя здесь отношение $(p_{кр}/p_1)$ в соответствии с уравнением (7.18), получаем

$$v_1 = v_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)}.$$

Подставляя отсюда значение v_1 , а из (7.18) — значение p_1 в формулу (7.19), получаем $c_{кр} = \sqrt{k p_{кр} v_{кр}}$. Из курса физики известно, что $\sqrt{k p_{кр} v_{кр}} = a$, где: a - скорость распространения звука в среде с параметрами $p = p_{кр}$ и $v = v_{кр}$.

Таким образом, критическая скорость газа при истечении равна местной скорости звука в выходном сечении сопла. Именно это обстоятельство объясняет, почему в суживающемся сопле газ не может расшириться до давления, меньшего критического, а скорость не может превысить критическую.

Действительно, как известно из физики, импульс давления (упругие колебания) распространяется в сжимаемой среде со скоростью звука, поэтому когда скорость истечения меньше скорости звука, уменьшение давления за соплом передается по потоку газа внутрь канала с относительной скоростью $(c + a)$ и приводит к перераспределению давления (при том же значении давления газа p_1 перед соплом). В результате в выходном сечении сопла устанавливается давление, равное давлению среды.

Если же скорость истечения достигнет скорости звука (критической скорости), то скорость движения газа в выходном сечении и скорость распространения давления будут одинаковы. Волна разрежения, которая возникает при дальнейшем снижении давления среды за соплом, не сможет распространиться против течения в сопле, так как относительная скорость ее распространении $(a - c)$ будет равна нулю. Поэтому никакого перераспределения давлений не произойдет и, несмотря на то что давление среды за соплом снизилось, скорость истечения останется прежней, равной скорости звука на выходе из сопла.

Максимальный секундный расход газа при критическом значении $\beta_{кр}$, можно определить из уравнения (7.17), если в него подставить выражение (7-18):

$$m_{кр} = F_{мин} \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}} \dots\dots\dots (7.20)$$

Максимальный секундный расход определяется состоянием газа на входе в сопло, величиной выходного сечения сопла $F_{\min}$ и показателем адиабаты газа, т. е. его природой.

Все приведенные соотношения приближенно справедливы и для истечения из непрофилированных специально сопел, например из отверстий в сосуде, находящемся под давлением. Скорость истечения из таких отверстий не может превысить критическую, определяемую формулой (7.19), а расход не может быть больше определяемого по (7.20) при любом давлении в сосуде.

Чтобы получить на выходе из сопла сверхзвуковую скорость, нужно придать ему специальную форму, что видно из следующего параграфа.

7.3. Основные закономерности течения газа в соплах и диффузорах

В соответствии с уравнением неразрывности потока (7.1) в стационарном режиме

$$F = mv/c \dots\dots\dots(7.1a)$$

Секундный массовый расход m одинаков для всех сечений, поэтому изменение площади сечения F вдоль сопла (по координате x) определяется соотношением интенсивностей возрастания удельного объема газа v и его скорости c . Если скорость увеличивается быстрее, чем удельный объем ($dc/dx > dv/dx$), то сопло должно суживаться, если же $dc/dx < dv/dx$, - расширяться.

Возьмем дифференциалы от левой и правой частей уравнения (7.1a) при условии $m = \text{const}$:

$$dF = m(cdv - vdc)/c^2 \dots\dots\dots(7.21)$$

Разделив (7.21) на (7.1a), получим

$$dF / F = dv / v - dc / c \dots\dots\dots(7.22)$$

При адиабатном равновесном расширении идеальных газов связь между давлением и объемом описывается уравнением $p v^k = \text{const}$.

Опыт показывает, что с известным приближением это уравнение применимо и к адиабатному процессу водяного пара (для перегретого пара $k=1,3$).

После дифференцирования уравнения адиабаты получаем

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p} \dots\dots\dots(7.23)$$

Разделив уравнение (7.10) на произведение $p v$, найдем

$$\frac{dp}{p} = -\frac{c}{pv} dc = -\frac{c^2 dc}{pvc} \dots\dots\dots(7.24)$$

Подставив в (7.22) вместо dv/v его выражение из (7.23) с учетом (7.24), получим

$$\frac{dF}{F} = \left(\frac{c^2}{kp v} - 1 \right) \frac{dc}{c} = \left(\frac{c^2}{a^2} - 1 \right) \frac{dc}{c} \dots\dots\dots(7.25)$$

Рассмотрим движение газа через сопло. Поскольку оно предназначено для увеличения скорости потока, то $dc > 0$ и знак dF определяется отношением скорости потока к скорости звука в данном сечении. Если скорость потока мала ($c/a < 1$), выражение в скобках в уравнении (7.25) отрицательно и $dF < 0$ (сопло суживается). Если же $c/a > 1$, то $dF > 0$ (сопло расширяется). Отношение скорости истечения к скорости звука c/a называется числом Маха.

На рис. 7.4 представлены три возможных соотношения между скоростью истечения c_2 и скоростью звука a на выходе из сопла. При отношении давлений $p_2/p_1 < \beta_{кр}$ (рис. 7.4, а) скорость истечения меньше скорости звука в вытекающей среде. Внутри сопла скорость потока также везде меньше скорости звука. Следовательно, сопло должно быть суживающимся на всей длине. Длина сопла влияет лишь на потери от трения, которые здесь не рассматриваются.

При более низком давлении за соплом можно получить режим, изображенный на рис. 7.4, б. В этом случае скорость на выходе из сопла равна скорости звука в вытекающей среде. Внутри сопло по-прежнему должно суживаться ($dF < 0$), и только в выходном сечении $dF = 0$.

Чтобы получить за соплом сверхзвуковую скорость, нужно иметь за ним давление меньше критического (рис. 7.4, в). В этом случае сопло необходимо составить из двух частей - суживающейся, где $c < a$, и расширяющейся, где $c > a$. Такое комбинированное сопло впервые было применено шведским инженером К. Г. Лавалем в 80-х годах 19 века для получения сверхзвуковых скоростей пара. Сейчас сопла Лавалья применяют в реактивных двигателях самолетов и ракет. Угол раскрытия сопла Лавалья не должен превышать $10-12^\circ$, чтобы не было отрыва потока от стен.

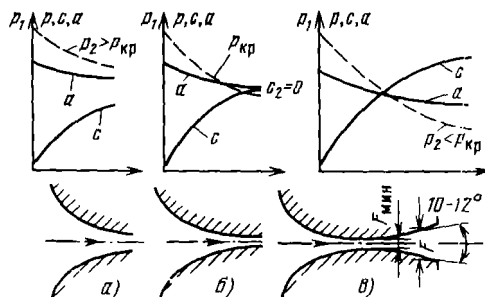


Рис. 7.4. Зависимость формы сопла от скорости истечения c_2 :
а) $c_2 < a$; б) $c_2 = a$; в) $c_2 > a$

При истечении газа из такого сопла в среду с давлением меньше критического в самом узком сечении сопла устанавливаются критические давление и скорость. В расширяющейся насадке происходит дальнейшее увеличение скорости и соответственно падение давления истекающего газа до давления внешней среды.

Рассмотрим теперь движение газа через диффузор - канал, в котором давление повышается за счет уменьшения скоростного напора ($dc < 0$). Из уравнения (7.25) следует, что если $c/a < 1$, то $dF > 0$, т. е. если скорость газа при входе в канал меньше скорости звука, то диффузор должен расширяться по направлению движения газа так же, как при течении несжимаемой жидкости. Если же скорость газа на входе в канал больше скорости звука ($c/a > 1$), то диффузор должен суживаться ($dF < 0$).

7.4. Расчет процесса истечения с помощью h, s - диаграммы

Истечение без трения. Так как водяной пар не является идеальным газом, расчет его истечения лучше выполнять не по аналитическим формулам, а с помощью h, s -диаграммы.

Пусть пар с начальными параметрами p_1, t_1 вытекает в среду с давлением p_2 . Если потери энергии на трение при движении водяного пара по каналу и теплоотдача к стенкам сопла пренебрежимо малы, то процесс истечения протекает при постоянной энтропии и изображается на h, s -диаграмме вертикальной прямой 1-2 (рис. 7.5).

Скорость истечения рассчитывается по формуле (7.13):

$$c = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0},$$

где h_1 определяется на пересечении линий p_1 и t_1 , а h_2 находится на пересечении вертикали, проведенной из точки 1, с изобарой p_2 (точка 2). Если значения энтальпий подставлять в эту формулу в кДж/кг, то скорость истечения (м/с) примет вид

$$c = 44,7 \sqrt{h_1 - h_2}. \quad (7.26)$$

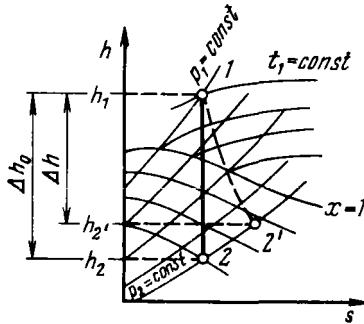


Рис. 7.5. Процессы равновесного и неравновесного расширения пара в сопле

Действительный процесс истечения. В реальных условиях вследствие трения потока о стенки канала процесс истечения оказывается неравновесным, т. е. при течении газа выделяется теплота трения и поэтому энтропия рабочего тела возрастает.

На рис. 7.5 неравновесный процесс адиабатного расширения пара изображен условно штриховой линией 1-2'. При том же перепаде давлений $p_1 - p_2$ срабатываемая разность энтальпий $h_1 - h_2' = \Delta h$ получается меньше, чем Δh_0 , в результате чего уменьшается и действительная скорость истечения c_2' . Физически это означает, что часть кинетической энергии потока из-за трения переходит в теплоту, а скоростной напор $c_2'^2/2$ на выходе из сопла получается меньше, чем при отсутствии трения. Потеря в сопловом аппарате кинетической энергии вследствие трения выражается разностью $\Delta h_0 - \Delta h = h_2' - h_2$. Отношение потерь в сопле к располагаемому теплопадению называется коэффициентом потери энергии в сопле ξ_c :

$$\xi_c = (\Delta h_0 - \Delta h) / \Delta h_{th} = 1 - \Delta h / \Delta h_{th}. \quad (7.27)$$

Выразив из (7.27) действительное теплопадение через располагаемое $\Delta h = \Delta h_0(1 - \xi_c)$ и подставив его в (7.26), получим формулу для подсчета действительной скорости адиабатного неравновесного истечения:

$$c_{2'} = 44,7 \sqrt{(1 - \xi_c) \Delta h_0} = 44,7 \varphi_c \sqrt{\Delta h_0}.$$

Коэффициент φ_c называется скоростным коэффициентом сопла. Современная техника позволяет создавать хорошо спроектированные и обработанные сопла, у которых $\varphi_c = 0,95 - 0,98$.

Если рабочим телом при истечении является идеальный газ, то для расчета скорости значения энтальпии можно определить по таблицам С.Л.Ривкина «Термодинамические свойства газов».

7.5. Дросселирование газов и паров

Из опыта известно, что если на пути движения газа или пара в канале встречается препятствие (местное сопротивление), частично загромождающее поперечное сечение потока, то давление за препятствием всегда оказывается меньше, чем перед ним. Этот процесс уменьшения давления, в итоге которого нет ни увеличения кинетической энергии, ни совершения технической работы, называется *дросселированием*.

Рассмотрим течение рабочего тела сквозь пористую перегородку (рис. 7.6). Приняв, что дросселирование происходит без теплообмена с окружающей средой, рассмотрим изменение состояния рабочего тела при переходе из сечения 1 в сечение 2.

Согласно уравнению (7.11) $h_1 = (c_2^2 - c_1^2) / 2 + h_2$, где h_1 и h_2 – значения энтальпии в сечениях 1 и 2. Если скорости потока до и после пористой перегородки малы, так что $(c_2^2 - c_1^2) = 0$, то $h_1 = h_2$.

Итак, при адиабатном дросселировании рабочего тела его энтальпия остается постоянной, давление падает, объем увеличивается.

Выясним теперь, как изменяется в процессе адиабатного дросселирования температура. Поскольку $h = u + pv$, то из равенства $h_1 = h_2$ получаем, что $u_1 + p_1 v_1 = u_2 + p_2 v_2$.

Для идеальных газов $h_2 - h_1 = c_p (t_2 - t_1)$, поэтому в результате дросселирования температура идеального газа остается постоянной, вследствие чего $u_1 = u_2$ и $p_1 v_1 = p_2 v_2$.

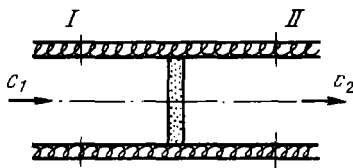


Рис. 7.6. Дросселирование рабочего тела в пористой перегородке

При дросселировании реального газа температура меняется (эффект Джоуля — Томсона). Как показывает опыт, знак изменения температуры $(dT/dp)_h$ для одного и того же вещества может быть положительным ($(dT/dp)_h > 0$, газ при дросселировании охлаждается) и

отрицательным ($(dT/dp)_h < 0$, газ нагревается) в различных областях состояния.

Состояние газа, в котором $(dT/dp)_h = 0$, называется *точкой инверсии* эффекта Джоуля — Томсона, а температура, при которой эффект меняет знак, — *температурой инверсии*. Для водорода она равна - 57 °С, для гелия составляет - 239 °С (при атмосферном давлении).

Адиабатное дросселирование используется в технике получения низких температур (ниже температуры инверсии) и ожижения газов. Естественно, что до температуры инверсии газ нужно охладить каким-то другим способом.

На рис 7.7 условно показано изменение параметров при дросселировании идеального газа и водяного пара. Условность изображения состоит в том, что неравновесные состояния нельзя изобразить на диаграмме, т. е. можно изобразить только начальную и конечную точки.

При дросселировании идеального газа (рис. 7.7, а) температура, как уже говорилось, не меняется.

Из h,s -диаграммы (рис. 7.7, б) видно, что при адиабатном дросселировании кипящей воды она превращается во влажный пар (процесс 3—4), причем чем больше падает давление, тем больше снижается температура пара и увеличивается степень его сухости. При дросселировании пара высокого давления и небольшого перегрева (процесс 5—6) пар сначала переходит в сухой насыщенный, затем во влажный, потом снова в сухой насыщенный и опять в перегретый, причем температура его в итоге также уменьшается.

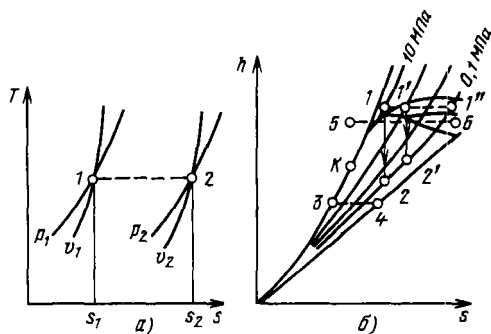


Рис. 7.7. Дросселирование идеального газа (а) и водяного пара (б)

Дросселирование является типичным неравновесным процессом, в результате которого энтропия рабочего тела возрастает без подвода теплоты. Как и всякий неравновесный процесс, дросселирование приводит к потере располагаемой работы. В этом легко убедиться на

примере парового двигателя. Для получения с его помощью технической работы мы располагаем паром с параметрами p_1 и t_1 . Давление за двигателем равно p_2 (если пар выбрасывается в атмосферу, то $p_2 = 0,1$ МПа).

В идеальном случае расширение пара в двигателе является адиабатным и изображается в h,s -диаграмме вертикальной линией 1-2 между изобарами p_1 , (в нашем примере 10 МПа) и p_2 (0,1 МПа). Совершаемая двигателем техническая работа равна разности энтальпий рабочего тела до и после двигателя: $l_{\text{тех}} = h_1 - h_2$. На рис. 7.7, б эта работа изображается отрезком 1-2.

Если пар предварительно дросселируется в задвижке, например, до 1 МПа, то состояние его перед двигателем характеризуется уже точкой 1'. Расширение пара в двигателе пойдет при этом по прямой 1'-2'. В результате техническая работа двигателя, изображаемая отрезком 1'-2', уменьшается. Чем сильнее дросселируется пар, тем большая доля располагаемого теплоперепада, изображаемого отрезком 1-2, безвозвратно теряется. При дросселировании до давления p_2 , равного в нашем случае 0,1 МПа (точка 1''), пар вовсе теряет возможность совершить работу, ибо до двигателя он имеет такое же давление, как и после него. Дросселирование иногда используют для регулирования (уменьшения) мощности тепловых двигателей. Конечно, такое регулирование неэкономично, так как часть работы безвозвратно теряется, но оно иногда применяется вследствие своей простоты

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

- 1.Теплотехника: учебник /[А.П.Баскаков, Б.В.Берг, О.К.Витт и др.]; под ред.А.П.Баскакова – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: ИД БАСТЕТ, 2010.
- 2.Теплотехника: учебник /[В.Н.Луканин, М.Г.Шатров, Г.М.Камфер и др.] под ред.В.Н.Луканина – 6-е изд. стер. - М.: Высшая школа, 2008.
- 3.Теплотехника: учебник / [В.Л.Ерофеев, П.Д.Семенов, А.С.Пряхин] – М.: ИКЦ Академкнига, 2008.
- 4.Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
- 5.Ривкин С.Л. Термодинамические свойства газов: справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1987.
- 6.Ривкин С.Л., Александров А.А. Теплофизические свойства воды и водяного пара: справочник. – М.: Энергия, 1984.

Учебное текстовое электронное издание

Пинтя Татьяна Николаевна

**ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА:
КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ**

Учебное пособие

Издается полностью в авторской редакции

1,46 Мб

1 электрон. опт. диск

г. Магнитогорск, 2012 год

ФГБОУ ВПО «МГТУ»

Адрес: 455000, Россия, Челябинская область, г. Магнитогорск,
пр. Ленина 38

ФГБОУ ВПО «Магнитогорский государственный
технический университет им. Г.И. Носова»
Кафедра теплотехнических и энергетических систем
Центр электронных образовательных ресурсов и
дистанционных образовательных технологий
e-mail: ceor_dot@mail.ru