

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)» (СГАУ)

КУРС ЛЕКЦИЙ ПО ДИСЦИПЛИНЕ «ТЕРМОДИНАМИКА»

Электронный курс лекций

Работа выполнена по мероприятию блока 1 «Совершенствование образовательной деятельности» Программы развития СГАУ на 2009 – 2018 годы по проекту «Разработка образовательных стандартов СГАУ по специальности 160700.65 - Проектирование авиационных и ракетных двигателей и направлению подготовки бакалавров 160700.2 - Двигатели летательных аппаратов со сквозной документацией и создание исследовательских лабораторных работ и прогрессивных технологий лекционных занятий»

Соглашение № 1/4 от 3 июня 2013 г.

САМАРА
2013

УДК 536

К 937

Составитель: Белозерцев Виктор Николаевич, Горшкалёв Алексей Александрович

Рецензент: Матвеев В. Н., д.т.н., профессор кафедры ТДЛА.

Курс лекций по дисциплине «Термодинамика» [Электронный ресурс] : электрон. курс лекций / М-во образования и науки РФ, Самар. гос. аэрокосм. ун-т им. С. П. Королева (нац. исслед. ун-т); сост.: В. Н. Белозерцев, А. А. Горшкалёв - Электрон. текстовые и граф. дан. (2,27 Мбайт). - Самара, 2013. - 1 эл. опт. диск (CD-ROM).

В данном электронном ресурсе представлен курс лекций по дисциплине «Термодинамика».

Электронный курс лекций предназначен для подготовки специалистов по специальности 140501.65 «Двигатели внутреннего сгорания», изучающих дисциплину «Термодинамика» в 3 семестре, бакалавров по направлению 141100.62 «Энергетическое машиностроение», изучающих дисциплину «Термодинамика» в 3 семестре, специалистов по специальности 160302.65 «Авиационные двигатели и энергетические установки», изучающих дисциплину «Термодинамика» в 3 семестре, специалистов по специальности 160301.65 «Ракетные двигатели», изучающих дисциплину «Термодинамика» в 3 семестре, специалистов по специальности 160700.65 «Проектирование авиационных и ракетных двигателей» изучающих дисциплину «Термодинамика» в 3 семестре, специалистов по специальности 150802.65 «Гидравлические машины, гидроприводы и гидропневмоавтоматика» изучающих дисциплину «Термодинамика» в 3 семестре.

Подготовлено на кафедре теплотехники и тепловых двигателей.

Оглавление

Лекция 1	5
Цели и задачи курса	5
1.1 Термодинамическая система.....	5
1.2 Термодинамические процессы.....	6
1.3 Параметры состояния	7
1.3.1 Давление	7
1.3.2 Температура.....	8
1.3.3 Удельный объём и плотность	9
Лекция 2.....	9
2.1 Уравнения состояния	9
2.2 Газовые законы.....	10
Лекция 3	12
3.1 Теплоемкость газов. Массовая и мольная теплоемкость	12
3.2 Теплоемкость газовых смесей	14
Лекция 4.....	14
4.1 Энергия, внутренняя энергия, теплота и работа	14
4.2 Внутренняя энергия	15
4.3 Принцип эквивалентности	16
4.4 Первое начало термодинамики.....	16
4.4.1 P-V диаграмма	18
Лекция 5.....	19
5.1 Политропные процессы и их аналитическое выражение.....	19
5.2 Работа в политропном процессе	20
5.3 Теплота в политропном процессе.....	21
5.4 Частные случаи политропных процессов:	22
5.5 Графический анализ политропного процесса	25
Лекция 6.....	26
6.1 Второй закон термодинамики.....	26
6.2 Цикл Карно	29
6.3 Теорема Карно.....	32
6.4 Интеграл Клаузиуса	32
6.5 Энтропия	34
6.6 Основные свойства энтропии	34
6.7 Уравнение Больцмана.....	35
6.8 T — S диаграмма.....	37
Лекция 7.....	40

7.1 Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания	40
7.2 Цикл ДВС при $V = \text{const}$ – цикл Отто	41
7.3 Цикл с подводом теплоты при $P = \text{const}$ (цикл Дизеля)	42
7.4 Цикл со смешанным подводом теплоты (Цикл Тринклера)	44
7.5 Среднеинтегральная температура	45
7.6 Сравнение циклов по среднеинтегральной температуре	46
Лекция 8	47
8.1 Термодинамические основы газовых потоков Уравнение энергии газового потока	47
8.2 Особенности течения газа в соплах и диффузорах	50
8.3 Критическое сечение канала. Критические параметры	52
8.4 Процессы смешения	55
8.4.1 Процесс смешения в потоке	56
8.4.2 Процессы смешения при заполнении объема	56
Лекция 9	57
9.1 Компрессор. Основные процессы в одноступенчатом компрессоре	57
9.2 Работа и мощность на привод компрессора	59
9.3 Многоступенчатый компрессор	59
9.4 Теоретические циклы двигателей с наддувом	61
9.5 Детандеры	63
9.6 Термический КПД комбинированного двигателя	64
Лекция 10	67
10.1 Циклы газотурбинных установок	67
10.2 Цикл ГТУ со сгоранием при $P = \text{const}$	67
10.3 Цикл прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД)	69
10.4 ГТД с подводом теплоты при $P = \text{const}$	70
10.5 Цикл ЖРД	71
Лекция 11	71
11.1 Реальные газы. Уравнения реальных газов	71
11.2 Уравнение Ван-дер-Ваальса	72
11.3 Дросселирование	73
11.4 Уравнение Вулкановича-Новикова	74
11.5 Уравнение в форме коэффициента сжимаемости	74
Лекция 12	76
12.1 Цикл воздушной холодильной машины	76
12.2 Паровая компрессионная холодильная установка	77
12.3 Вихревые трубы Вихревой эффект (эффект Ранка-Хилша)	78
12.4 Двигатели Стирлинга	79

Термодинамика

Лекция 1

Цели и задачи курса

Все явления и процессы в природе представляют собой различные формы движения материи. Каждое тело каждая небольшая масса материи обладает определенным запасом внутренней энергии, определяющим то или иное состояние этой материи; этой энергией данное тело может обмениваться с другим телом и этот обмен представляет собой те процессы, которые происходят в природе.

В процессах и явлениях природы энергия тел преобразуется из одного вида в другой.

Все виды энергии имеют огромное значение в жизни человека и поэтому законы их взаимопревращения требуют самого тщательного изучения, так как знание этих законов позволяет использовать энергию с наибольшей эффективностью и с наиболее высоким КПД.

Наука, занимающаяся изучением законов взаимопреобразования и превращения энергии, называется термодинамикой.

Исторически термодинамика возникла в результате изучения взаимопревращения теплоты и работы в тепловых машинах и выделилась как самостоятельная дисциплина из общего курса естественных наук в конце 19 века. Название этой науки произошло от греческих слов «терме» - теплота и «динамис» - сила.

Вопросы, относящиеся к процессам взаимного превращения теплоты и работы, составляют содержание лишь одного из разделов термодинамики, который называется технической термодинамикой. Она занимается изучением следующих вопросов:

- а) Взаимное превращение тепловой энергии в механическую;
- б) Теория тепловых двигателей.

Вопросы, относящиеся к процессам, происходящим при превращении химической энергии исходных веществ (топлива) в теплоту (продуктов сгорания) составляют предмет химической термодинамики.

1.1 Термодинамическая система

Предметом изучения термодинамики является изучение законов взаимных превращений различных видов энергии, связанных с переходами энергии между телами, чаще всего в форме теплоты и работы.

Феномологическая или классическая термодинамика не связана с представлением о микроструктуре вещества, не интересуется поведением и свойствами отдельных молекул, в ней не детализируются энергетические превращения, происходящие внутри тела, не дифференцируются также виды энергии, присущие телу в данном его состоянии.

При этом совокупность тел, выделенных из материального мира и являющимися объектами исследования термодинамическими методами, называется термодинамической системой.

Термодинамическая система включает в себя рабочее тело и границу термодинамической системы.

Рабочее тело - макротело или совокупность тел, входящих в термодинамическую систему.

Граница термодинамической системы - может быть как реальной (резервуар), так и условной в виде контрольной поверхности.

Классификация термодинамических систем бывает следующих видов:

- 1) По виду рабочего тела;
- 2) По обмену энергией с окружающей средой;
- 3) По обмену с окружающей средой веществом.

Классификация термодинамических систем по виду рабочего тела:

- 1) Гомогенные – однородная система, химический состав и физические свойства которой во всех частях одинаковы или меняются непрерывно, без скачков (между частями системы нет поверхностей раздела).
- 2) Гетерогенные – системы, состоящие из нескольких разнородных веществ в различных агрегатных состояниях. Гомогенные части гетерогенной системы, отделенные от остальной её части видимыми границами, называют фазами.

Классификация термодинамических систем по обмену энергией с окружающей средой:

- 1) Термомеханическая - обменивается с окружающей средой энергией в форме теплоты и в форме работы;
- 2) Адиабатная - обменивается с окружающей средой энергией в форме работы ($dQ = 0$).

Классификация термодинамических систем по обмену веществом с окружающей средой:

- 1) Открытая система – система, которая обменивается веществом с окружающей средой;
- 2) Изолированная система – система, которая не взаимодействует с окружающей средой.

Существуют различные виды состояний термодинамической системы:

Равновесное состояние термодинамической системы - состояние, при котором параметры не меняются со временем, при этом постоянство параметров не обусловлено каким-либо процессом либо внешним воздействием.

Стационарное состояние термодинамической системы - постоянство параметров обусловлено каким либо процессом.

1.2 Термодинамические процессы

Под термодинамическим процессом понимают всевозможное изменение состояния термодинамической системы, возникающее в ней под влиянием внешних воздействий.

Равновесными процессами называются такие процессы, когда система в ходе процесса проходит ряд последовательных равновесных состояний.

Квазистатическими называются процессы, когда в т.д.с. в каждый момент времени устанавливается равновесие. Квазистатические процессы могут быть обратимыми.

Обратимый процесс - направление процесса может измениться на противоположное.

Неравновесные процессы – процессы, при протекании которых система не находится в состоянии равновесия (различные части системы имеют различные параметры состояния).

1.3 Параметры состояния

Параметры состояния - совокупность физических величин, характеризующих равновесное состояние т.д.с.

Внешние параметры характеризуют положение (координаты) системы во внешних силовых полях и ее скорость.

Внутренние параметры определяют внутреннее состояние системы — P, V, T .

Внутренние параметры подразделяют на интенсивные и экстенсивные.

Интенсивные параметры — их величина не зависит от размеров, массы системы (давление и температура), удельные параметры.

Экстенсивные параметры - параметры, зависящие от количества вещества в системе (объем, масса).

В качестве рабочего тела в авиации и ракетостроении используют газообразные вещества.

Для характеристики конкретных условий т.д.с. или процесса необходимо знать абсолютные параметры: абсолютное давление, абсолютную температуру, удельный объем или плотность - термодинамические параметры.

1.3.1 Давление

Абсолютным давлением называется сила, действующая по нормали к поверхности тела и отнесенная к единице площади этой поверхности.

Согласно молекулярной теории газов, абсолютное давление является результатом ударов хаотически и непрерывно движущихся молекул и определяется, как

$$p = \frac{2}{3} \cdot \frac{Na}{\mu V} \cdot \frac{m\omega^2}{2}$$

или

$$p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m\omega^2}{2}, \quad (1)$$

где n - число молекул вещества в 1 м^3 - концентрация, m - масса молекулы, ω - средняя квадратичная поступательная скорость движения молекул.

Уравнение (1) получено для модели газа - идеального газа.

Идеальный газ - это газ, молекулы которого можно рассматривать как точечные твердые упругие шарики, силы притяжения между которыми отсутствуют, а силы отталкивания возникают только при непосредственном столкновении молекул друг с другом.

Таблица 1 - Единица измерения давления:

«СИ»	Технические системы
------	---------------------

1 Па = 1 Н/м ²	1 тех. атм. = 1 кг/см ² = 735,6 мм. рт. ст. = 10 ⁴ мм. вод. ст.
1 МПа = 10 ⁶ Па	1 мм. рт. ст. = 133 Па
1 бар = 10 ⁵ Па	1 кг/см ² = 0.981 · 10 ⁵ Па

Для измерения давления в технике применяются приборы, определяющие не абсолютное (полное давление), а разность между абсолютным и атмосферным давлением (P_H).

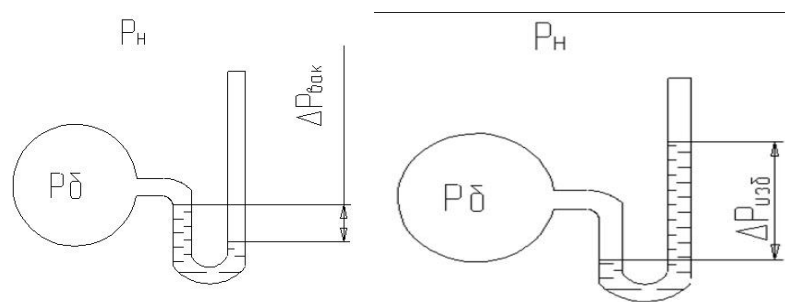


Рисунок 1 – Схема измерения избыточного или недостаточного давления

$$\text{Если } P_a > P_H, P_{абс} = P_H + \Delta P_{изб} \quad \text{Если } P_a < P_H, P_{абс} = P_H - \Delta P_{нед}$$

1.3.2 Температура

Температура — степень нагретости тел.

Абсолютная температура — мера кинетической энергии поступательного движения молекул.

$$T = \frac{2}{3K} \cdot \frac{mw^2}{2},$$

где m — масса молекулы, w^2 — средняя квадратичная скорость, $K = 1.3805 \cdot 10^{-23}$ — постоянная Больцмана.

Абсолютный нуль — температура, при которой поступательное движение молекул прекращается: $T = 0 \text{ K}$, $t = -273,15 \text{ }^\circ\text{C}$.

Основные используемые единицы измерения температуры:

1) Абсолютная шкала температур — шкала температур, отсчитываемая от абсолютного нуля. $T^\circ (\text{K}) = t (\text{ }^\circ\text{C}) + 273.15$ — шкала Кельвина.

2) Термодинамическая шкала (шкала Цельсия) - за «0» принята тройная точка воды, при которой в равновесном состоянии находятся одновременно 3 фазы - лед, жидкость, пар. Она соответствует $T = 273.16 \text{ }^\circ\text{K}$.

Международная практическая шкала температур - шкала Цельсия. Во всех формулах термодинамики необходимо подставлять температуру в шкале Кельвина.

Другие используемые единицы измерения:

Шкала Ренкина	$^\circ Ra = 1.8 \cdot (t^\circ\text{C} + 273.15)$
Шкала Фаренгейта	$^\circ\Phi = 1.8 \cdot t^\circ\text{C} + 32$

1.3.3 Удельный объём и плотность

Удельный объём – отношение объема рабочего тела к его массе.

$$v = \frac{V}{m} \left[\frac{м^3}{кг} \right].$$

Плотность – отношение массы рабочего тела к его объёму.

$$\rho = \frac{m}{V} \left[\frac{кг}{м^3} \right].$$

Таким образом:

$$\rho \cdot v = 1.$$

Лекция 2

2.1 Уравнения состояния

Для химически однородной термодинамической системы при неизменных внешних параметрах, число независимых параметров, однозначно определяющих равновесное состояние системы, будет равно двум из трех (P , V , T), поскольку любой из этих параметров является однозначной функцией двух заданных, т.е. $P = f(V, T)$; $y = f(P, T)$. Уравнения такого типа - уравнения состояния.

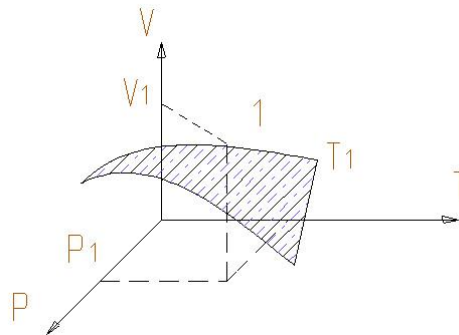


Рисунок 2- Изображение термодинамической поверхности

В общем виде: если $P = var$, $V = var$, $T = var$, то $f(P, V, T) = 0$ — уравнение поверхности, характеризующее всевозможные равновесные состояния термодинамической системы (уравнение термодинамической поверхности).

Если один из параметров $const$, то от термодинамической поверхности переходят к плоскости, и параметры системы будут характеризоваться двумя точками, лежащими на плоскости, проходящей перпендикулярно к координатной оси, параметр которой равен $const$.

Такая система координат называется диаграммой состояния вещества ($V — T$, $P — T$, $P — V$).

Связь между параметрами состояния для идеального газа установлены несколькими

газовыми законами.

2.2 Газовые законы

Закон Авогадро

Килограмм-моли различных газов при одинаковых давлениях и температурах занимают одинаковые объёмы:

Следствие 1: Так, при $P = 760$ мм.рт.ст и $t = 0^\circ \text{C}$ $V_\mu = 22.4 \text{ м}^3$.

Следствие 2: В равных объемах разных газов, при одинаковых T и P из массы относятся, как относятся молекулярные массы.

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

Объединенный закон Бойля-Мариотта и Гей-Люссака

Согласно кинематической теории газов:

$$p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m\omega^2}{2}.$$

Умножим обе части уравнения на удельный объем v . Получим:

$$P \cdot v = \frac{2}{3} \cdot n \cdot v \cdot \frac{m\omega^2}{2},$$

где n - концентрация, число молекул вещества в 1 м^3 .

Тогда произведение $n \cdot v = N$ - число молекул в 1 кг . газа.

С другой стороны:

$$\frac{m\omega^2}{2} = \frac{3}{2} kT,$$

тогда

$$Pv = \frac{2}{3} \cdot N \cdot kT \cdot \frac{3}{2}, \text{ или } P \cdot v = N \cdot k \cdot T$$

Тогда:

$$\frac{Pv}{T} = Nk.$$

Т.е. если рассмотреть 2 состояния 1 кг идеального газа, то уравнение запишется в виде:

$$\frac{P_1 v_1}{T_1} = \frac{P_2 v_2}{T_2} = Nk, \text{ т. е. } \frac{P_1 v_1}{T_1} = \frac{P_2 v_2}{T_2} = \frac{Pv}{T} = \text{const}$$

Это выражение справедливо для 1 кг рабочего тела. Если масса тела составляет m кг, то выражение примет следующий вид:

$$\frac{PV}{T} = \text{const}.$$

Частные случаи:

- 1) $T = \text{const}$, $PV = \text{const}$ – закон Бойля-Мариотта;
- 2) $V = \text{const}$, $\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2} \rightarrow \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}$ - закон Шарля;
- 3) $P = \text{const}$, $\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$ - закон Гей-Люссака.

Закон Дальтона

Давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений газов, входящих в смесь.

$$P = \sum P_i.$$

Смесью газов называется совокупность нескольких разнородных газов, которые при рассматриваемых условиях не вступают друг с другом в химическую реакцию.

Парциальным давлением P_i - газа в смеси называется давление, под которым находился бы этот газ, если бы из смеси были удалены все остальные газы, а объем и температура остались бы прежними.

$$P_i = \frac{M_i}{\mu_i} \cdot \frac{RT}{V}.$$

$g_i = m_i / m_{\text{см}}$ - массовая доля.

Закон Амага

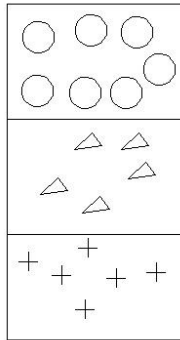


Рисунок 3 – Разделение смеси газов на парциальные объемы

Парциальным объемом V_i -го газа в смеси называется тот объем, который имел бы этот газ, если бы из смеси все остальные газы были бы удалены, а давление и температура остались бы прежними.

$$V_i = \frac{M_i}{\mu_i} \cdot \frac{RT}{P}, \quad R = \sum_{i=1}^n g_i \cdot R_i,$$

где n - число газов, g — массовая доля газа.

$$\mu_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i}} - \text{кажущийся молекулярный вес.}$$

$$\mu = \sum_{i=1}^n r_i \cdot \mu_i.$$

Для i – го газа: $PV_i = m_i R_i T$, $P_i V = m_i R_i T$

Лекция 3

3.1 Теплоемкость газов. Массовая и мольная теплоемкость.

Теплоемкостью газа называется количество тепла, которое необходимо сообщить единице количества газа для изменения его температуры на 1 градус.

$$C_x = \left(\frac{\partial Q_x}{\partial T} \right)_x, \quad C_x = f(T, x),$$

где dQ - Элементарное количество теплоты; ∂T - Элементарное приращение температуры.

В зависимости от количественной единицы рабочего тела различают:

- 1) C - массовую теплоемкость [Дж/кг · К];
- 2) μ_c - мольную [Дж/моль · К];
- 3) C' - объемную [Дж/м³ · К].

Теплоемкость есть функция процесса, и зависит от условий, при которых осуществляется процесс отвода и подвода теплоты.

При $x = P$ - изобарный процесс $C = C_p$ - изобарная теплоемкость.

При $x = V = const$, $C = C_v$ - изохорная теплоемкость.

Основываясь на модельном представлении молекулярно-кинетической теории с достаточной точностью можно теоретически рассчитать теплоемкости для идеальных одноатомных и двухатомных газов.

$$\mu C_v = \frac{\mu R}{2} \cdot i.$$

Где i - число степеней свободы поступательного вращательного движения молекул.

$i = 3$ - Для одноатомной молекулы;

$i = 5$ - Для 2-х атомной молекулы;

$i = 6$ - Для 3-х атомной молекулы.

Для трехатомной молекулы теоретически рассчитанное значение теплоемкости составляет:

$$\mu C_v = 12,5 \frac{\text{кДж}}{\text{моль} \cdot \text{град}}.$$

Экспериментально получены значения: Аргон = 12,48 кДж/моль·град, Гелий = 12,6 кДж/моль·град, Ртуть = 12,52 кДж/моль·град.

Для большого количества атомов в молекуле газов молекулярно кинетическая теория теплоемкости уже не дает верных результатов, поскольку не учитывается все многообразие видов движений атомов.

Влияние внутримолекулярной энергии может быть учтено квантовой теорией теплоемкости. Эта теория доказывает, что теплоемкость является функцией температуры вследствие того, что колебательное движение атомов в молекуле усиливается уже не пропорционально температуре. Поэтому самое точное значение теплоемкости дает эксперимент. Опыты показывают, что при повышении температуры газа колебательные движения атомов в молекуле усиливаются, на что расходуется все больше и больше энергии, и чем выше температура, тем больше энергии необходимо расходовать для нагрева газа на 1° , таким образом является не постоянной величиной, а функцией температуры.

$$C = C_0 + at + bt^2 + dt^4.$$

где C_0 - теплоемкость при 0°C . a, b, d - постоянные коэффициенты.

Так как b и d очень малы, то для технических расчетов часто применяют линейную зависимость теплоемкости от температуры:

$$C = C_0 + at.$$

Предположим, что необходимо рассчитать среднюю теплоемкость на интервале между t_1 и t_2 .

Тогда:

$$C = C_0 + a \frac{t_1 + t_2}{2}.$$

Если теплоемкость задана формулой средней теплоемкости, то коэффициент при t разделён на 2 и в формулу необходимо подставить сумму заданных начальной и конечной температурой.

Если значения теплоемкости представлены в виде таблицы теплоемкостей при различных температурах, то расчет средней теплоемкости на участке между t_1 и t_2 ведется по формуле:

$$C_{t_1}^{t_2} = \frac{C_0^{t_2} \cdot t_2 - C_0^{t_1} \cdot t_1}{t_2 - t_1},$$

где t_1 и t_2 заданы, $C_0^{t_2}$ и $C_0^{t_1}$ находятся по таблицам теплоемкости.

Если теплоемкость изменяется нелинейно, но известно количество подведенного тепла, то средняя теплоемкость за процесс находится по следующей формуле:

$$\bar{C} = \left(\frac{Q_{AB}}{T_b - T_a} \right).$$

В практических расчетах теплоемкость газов обычно записывают в виде 2-х слагаемых:

$$C_v = C_v^{ид} + \Delta C_v, C_p = C_p^{ид} = \Delta C_p,$$

где $C_v^{ид} = f(T)$, $C_p^{ид} = f(T)$ - теплоемкость идеального газа при давлении, стремящемся к 0.

3.2 Теплоемкость газовых смесей

Формула, определяющая теплоемкость газовых смесей составляется по данным о составе смеси и формулам теплоемкости компонента.

Если задан массовый состав смеси, то необходимо иметь формулы массовых теплоемкостей компонентов:

Для 1 кг. смеси:

$$C_1 = C_{01} + a_1 \cdot t, C_2 = C_{02} + a_2 \cdot t.$$

$$\text{Тогда } C = g_1 \cdot C_1 + g_2 \cdot C_2 + \dots = \sum g_i \cdot C_i.$$

$$\text{То есть } C = \sum g_i \cdot C_i \text{ или } C = \sum g_i \cdot C_{0i} + \sum g_i \cdot a_i \cdot t.$$

Если задан объемный состав смеси, то могут быть использованы формулы объемной теплоемкости:

$$C'_i = \rho_{0i} \cdot C_i = \rho_{0i} \cdot (C_{0i} + a_i \cdot t).$$

$$C_{см} = \sum r_i \cdot C'_i \text{ или } C_{см} = \sum r_i \cdot \rho_{0i} \cdot C_{0i} + \sum r_i \cdot \rho_{0i} \cdot a_i \cdot t.$$

Лекция 4

4.1 Энергия, внутренняя энергия, теплота и работа

Мерой движения материи является энергия. Поэтому больше или меньше энергии системы означает изменения в ней движения в количественном и качественном отношении. Энергия, как мера движения всегда проявляется в качественно своеобразном виде, соответствующем данной форме движения, а количественно же она отражает единство всех форм движения, их взаимную превращаемость и неразрушимость движения как атрибута материи. Это нашло свое отражение в законе взаимосвязи энергии и массы:

$$E = mc^2.$$

В термодинамике полная энергия макросистемы равна:

$$E = E_{кин} + E_{пот} + U,$$

где $E_{кин}$ - кинетическая энергия системы как целого.

$E_{пот}$ – потенциальная энергия системы во внешних силовых полях

U – внутренняя энергия

$\Delta E_{кин} = \Delta E_{пот}$ - определяется по законам механики

$$E_{кин} = \frac{mw^2}{2}, E_{пот} = mgh.$$

$\Delta E = L$ - работе, совершаемой над системой при перемещении центра масс системы из одного места силового поля в другое.

Если центр масс термодинамической системы неподвижен, то полная энергия мак-

росистемы равна внутренней энергии:

$$E = U.$$

4.2 Внутренняя энергия

Внутренняя энергия системы есть сумма всех видов энергий движения взаимодействия частиц, составляющих систему.

Внутренняя энергия состоит из кинетической энергии поступательного, вращательного и колебательного движения молекул, потенциальной энергии взаимодействия молекул, энергии внутриатомных и внутриядерных движений частиц из которых состоит атом и др.

Внутренняя энергия – функция от внутренних параметров состояния: P, T , состава системы и однозначно определяют от процесса изменения состояния системы, а лишь определяется значениями ее в конечном и начальном состоянии.

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

$$\text{Для 1 кг: } \Delta U = C_v \cdot \Delta T; \text{ для } m \text{ кг: } \Delta U = C_v \cdot m \cdot \Delta T.$$

Внутренняя энергия для сложной системы определяется суммой внутренней энергии ее частей:

$$U = \sum U_i.$$

В процессах нас интересует изменение внутренней энергии.

Изменение внутренней энергии термодинамической системы при неподвижном центре масс возможно лишь в случае обмена энергией с окружающей средой.

Этот обмен возможен в виде двух форм: посредством работы или теплообменом.

Работа производится при перемещении тела под действием механической силы. Без механического движения механической работы быть не может.

$$dL = p \cdot dV.$$

В количественном отношении механическая работа является мерой обмена механической формой движения. Имеет место упорядоченное движение молекул.

Единица измерения $L = [\text{Дж}]$, удельная работа $l = [\text{Дж/кг}]$.

Теплообмен – форма обмена энергией на уровне микрочастиц, соответствующая хаотичному движению микрочастиц, оставляющих тело.

Количество энергии, переданное при теплообмене, называется количеством теплоты или просто теплотой.

Теплота – это мера кинетической формы беспорядочного движения микрочастиц тела.

$$Q = [\text{Дж}], q = [\text{Дж/кг}]$$

Теплота передается от одной части тела к другой или от тела к телу только при наличии разности температур.

Вывод:

Общим между теплообменом и работой является то, что они являются формами

обмена энергией, а количеством теплоты и количество работы являются мерами энергии, передаваемой в механической и тепловой формах.

Различием является тот факт, что теплота является формой передачи микрофизического, неупорядоченного движения частиц и соответственно энергии этого движения, а работа – форма передачи энергии упорядоченного, организованного движения микрочастиц термодинамической системы.

4.3 Принцип эквивалентности

Все формы движения материи могут переходить в другие формы в строго определенных эквивалентных количествах, не зависящих не от характера процесса преобразования, ни от условий, в которых осуществляется этот процесс.

$$Q = A \cdot L, \text{ где } A = \frac{1 \text{ Ккал}}{427 \text{ кг} \cdot \text{м}}.$$

Работы Майера, Джоуля – эквивалентности механической работы и теплоты.

На основе принципа эквивалентности различных форм движения был сформулирован закон сохранения энергии:

Энергия не возникает из ничего и не исчезает бесследно. Она может лишь в различных формах переходить от одних тел к другим, но общее ее количество в изолированной системе не может измениться, ни при каких условиях.

$$\Delta U = -\Delta E_{oc}.$$

Увеличение внутренней энергии системы равно уменьшению энергии окружающей среды.

4.4 Первое начало термодинамики

Первое начало термодинамики является по существу законом сохранения энергии, представленным в форме, удобной для термодинамического анализа, т.е. выражает те изменения, которые возникают в термодинамической системе при подводе к ней количества энергии.

Рассмотрим термодинамическую систему – закрытую, центр масс неподвижен.

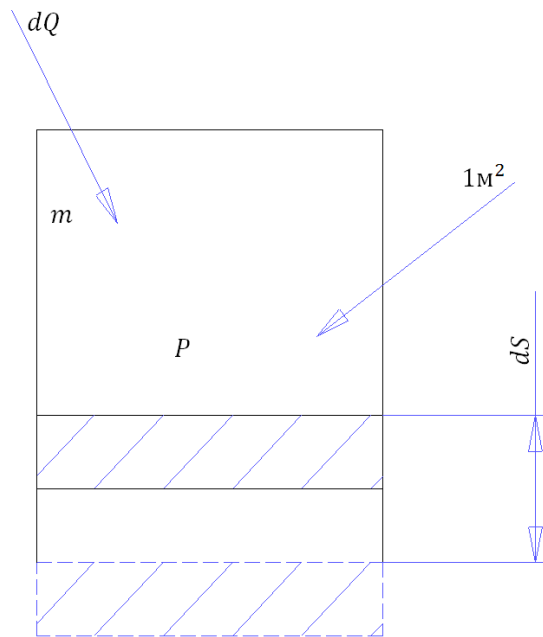


Рисунок 4 – Закрытая термодинамическая система

Пусть телу массой m сообщается некоторое количество теплоты dQ , тогда математическое выражение первого начала термодинамики:

$$dQ = dU + dL - \text{в дифференциальной форме;}$$

$$Q_{1-2} = \Delta U + L_{1-2} - \text{в интегральной форме.}$$

1-я формулировка: теплота, сообщенная газу в каком-либо процессе, расходуется на увеличение его внутренней энергии и на совершение работы.

2-я формулировка: невозможно построить вечный двигатель первого рода (двигатель, который совершал бы работу без затрат энергии).

Для 1 кг:

$$dq = du + dl.$$

$$1) \quad dl = \rho \cdot f \cdot dS = \rho \cdot dV;$$

$$2) \quad dU = C_v \cdot dT.$$

Тогда для неподвижного газа:

$$dq = C_v \cdot dT + \rho dV.$$

Частные случаи:

$$1) \quad V = const, \quad p \cdot dV = 0, \quad dq = C_v \cdot dT - \text{изохорный;}$$

$$2) \quad dq = 0, \quad dl = -dU = -C_v \cdot dT - \text{адиабатный;}$$

$$3) \quad dq = du + dl + \frac{dw^2}{2} - \text{открытая система.}$$

4.4.1 P-V диаграмма

Как известно из предыдущих лекций состояние термодинамической системы в любой момент времени однозначно определяется, если известны хотя бы 2 из 3-х параметров состояния – P, V, T.

На практике очень часто для анализа термодинамического процесса пользуются P-V диаграммой.

Предположим, что газ находится в состоянии, которое характеризуется параметрами P_1, V_1 . На P-V диаграмме это состояние изображается точкой 1.

1 свойство – равновесное состояние термодинамической системы в P-V координатах изображается точкой.

2 свойство – термодинамический процесс изображен в виде линии.

Из состояния 1 газ переходит в состояние 2 с параметрами P_2, T_2, V_2 .

3 свойство – Если $V_2 > V_1$ - процесс расширения, если $V_2 < V_1$ – процесс сжатия.

Принято считать, что работа в процессе расширения положительна, в процессе сжатия отрицательна.

4 свойство – $dl = pdV \rightarrow l = \int_1^2 pdV$ - площадь фигуры под кривой 1-2.

Из приведенных рисунков видно, что работа является функцией процесса, т.е. зависит от формы пути.

$$l_{1-1'-2} > l_{1-2} > l_{1-1''-2}.$$

Характер термодинамического процесса определяется количественным состоянием между теплотой и работой, изменяющими состояние системы. Рассчитать термодинамический процесс – значит определить значение параметров системы в начале процесса и в конце его. Определить функцию изменения состояния в результате процесса. Найти количества теплоты и работы, которыми обменялась система с окружающей средой в ходе процесса. Расчет термодинамических процессов проводится обычно в такой последовательности:

1. Исходя из условий протекания процесса и используя уравнения состояния системы (для идеального газа это $PV = RT$) находят уравнение процесса в виде зависимостей

$$P = f(V), \quad T = f(V), \quad T = f(P).$$

На основании уравнений процесса и уравнения состояния, используя известные по условиям задачи значения параметров состояния, определяют значения всех параметров состояния в начале процесса

2. ($P_1 T_1 V_1$), в конце процесса ($P_2 T_2 V_2$), а если и требуется, то и в промежуточных состояниях. Обычно для этого используют соотношения между параметрами, найденными из уравнения процесса.

3. По значениям параметров в начальном и в конечном состояниях определяют изменение функций состояния термодинамической системы: величины $\Delta U, \Delta i, \Delta S$.

4. Вычисляют количества работы, теплоты, располагаемой в данном процессе.

$l_{1-2} = \int_1^2 p dV$, где $p = f(V)$ - согласно уравнению процесса.

$$q_{1-2} = \int_1^2 C dT = C_{cp} \Big|_{T_1}^{T_2} (T_2 - T_1).$$

$$\Delta U = \int_1^2 C_v \cdot dT.$$

Вычисленные величины $\Delta U, l, q$ должны удовлетворять уравнению 1-го закона термодинамики:

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

$$\Delta i = q - l_0.$$

5. Расчет процесса всегда сопровождается графическим построением процесса в P-V и T-S координатах.

Лекция 5

5.1 Политропные процессы и их аналитическое выражение

Политропными называются процессы, подчиняющиеся уравнению вида:

$$p \cdot v^n = p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = const, \quad (2)$$

где n – показатель политропы. Для каждого данного процесса n - постоянна, для разных процессов n - свое. Для идеального газа, подчиняющегося уравнению $p v = RT$, можно найти уравнение политропного процесса, связывающие параметры (T, v) и (T, p) .

Для этого в уравнение 2 необходимо подставить p, v из уравнения $\frac{pv}{T} = const$.

$$T \cdot v^{n-1} = T_1 \cdot v_1^{n-1} = T_2 \cdot v_2^{n-1} = const;$$

$$T \cdot p^{\frac{n-1}{n}} = T_1 \cdot p_1^{\frac{n-1}{n}} = T_2 \cdot p_2^{\frac{n-1}{n}};$$

или

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n; \rightarrow \frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}};$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{n-1}; \rightarrow \frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{n-1}};$$

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

При исследовании реальных процессов необходимо бывает установить, является ли процесс политропным:

1. Записывают показания $p = f(v)$ - индикаторная диаграмма

2. Строят в логарифмических координатах $\log(p) - \log(v)$ – график (рисунок 5).

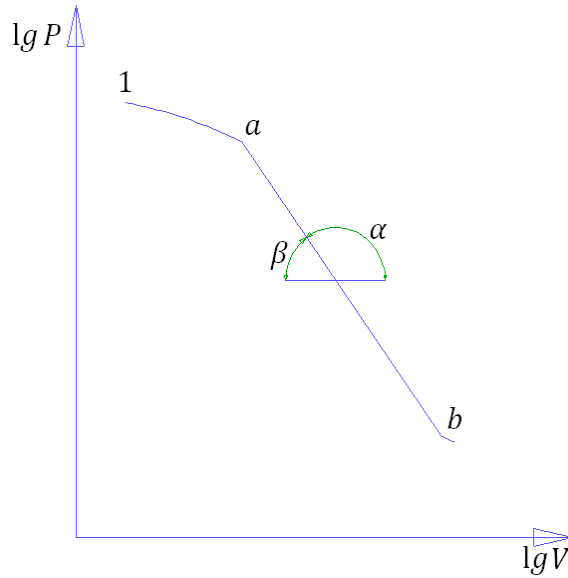


Рисунок 5 – График зависимости $\lg p$ от $\lg V$

Если процесс политропный, то в логарифмических координатах получили следующее выражение: $\log(pv^n) = \log(const)$; $\log(p) + n \cdot \log(v) = \log(const)$, т.е. $\log(p) = -n \cdot \log(v) + \log(const)$ получили уравнение вида: $y = -nx + a$ – уравнение прямой. Таким образом, политропный процесс в логарифмических координатах $\log(p)$, $\log(v)$ изобразится в виде прямой линии, где тангенс угла наклона равен показателю политропы $n = -tg(\alpha) = tg(\beta)$. Значение показателя политропы можно определить и непосредственно из уравнения, если известны значения параметров в 2-х точках:

$$n = \frac{\lg\left(\frac{P_a}{P_b}\right)}{\lg\left(\frac{V_b}{V_a}\right)}$$

5.2 Работа в политропном процессе

В любом политропном процессе величину удельной работу (для 1 кг) можно найти по формуле:

$$l_n = \int_1^2 p dv = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2).$$

Тогда полная работа (для m кг) будет равна:

$$L_n = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{n-1};$$

$$L_n = \frac{mR}{n-1} (T_1 - T_2).$$

5.3 Теплота в политропном процессе

Удельное подведенное количество теплоты в политропном процессе рассчитывается по формуле:

$$q_n = C_n (T_2 - T_1),$$

где C_n , $\left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right]$ - теплоемкость в политропном процессе.

$$C_n = \frac{dq}{dT} = \frac{du + pdv}{dT} = \frac{du}{dT} + p \frac{dv}{dT}.$$

Физический смысл производной $\frac{du}{dT}$ при $dv = 0$, т. е. $v = \text{const}$:

$$\frac{dq}{dT} = \frac{du}{dT} = C_n = C_v - \text{теплоемкость изохорного процесса}$$

Таким образом, $du = C_v dT$ – внутренняя энергия идеального газа зависит от его температуры и не зависит от давления газа и занимаемого им объема в любом термодинамическом процессе. Тогда уравнение теплоемкости идеального газа для политропного термодинамического процесса примет вид:

$$C_n = C_v + p \frac{dv}{dT}, \quad (3)$$

поскольку $v \cdot T^{\frac{1}{n-1}} = \text{const}$ и $\ln(v) + \frac{1}{n-1} \ln(T) = \ln(\text{const})$ или $(n-1) \cdot \ln(v) + \ln(T) = \ln(\text{const})$, дифференцируя, получим:

$$(n-1) \cdot \frac{dv}{v} + \frac{dT}{T} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{dv}{dT} = -\frac{v}{T} \cdot \frac{1}{n-1}$$

подставляя в (3) получим:

$$\begin{aligned} C_n &= C_v - \frac{pv}{T} \cdot \frac{1}{n-1} = C_v - \frac{RT}{T} \cdot \frac{1}{n-1} = C_v - \frac{C_p - C_v}{n-1} = \\ &= \frac{C_v n - C_v - C_p + C_v}{n-1} = C_v \cdot \frac{n-k}{n-1}. \end{aligned}$$

Таким образом:

$$C_n = C_v \cdot \frac{n-k}{n-1}. \quad (4)$$

Из этого выражения видно, что если считать теплоемкость C_v не зависящей от температуры, то теплоемкость идеального газа в политропном процессе будет постоянна. Как видно из (2), теплоемкость политропного процесса может быть < 0 , при $1 < n < k$.

Отрицательная теплоемкость означает, что несмотря на подвод тепла к газу, его температура падает, и, наоборот, при отводе тепла она растет. Это объясняется тем, что политропные процессы с $1 < n < k$ и, следовательно, с $C_n < 0$ получаются при сильном расширении с подводом небольшого количества тепла. При этом $l_n > q_n$ и изменение внутренней энергии < 0 и соответственно $dT < 0$, несмотря на то, что $q_n > 0$ аналогично при сжатии, когда от рабочего тела отводится теплоты меньше, чем подводится работы, т.е. $T \rightarrow \uparrow$ в то время как $q_n < 0$.

5.4 Частные случаи политропных процессов:

1. $n = 0$, $pv^0 = const \rightarrow p = const$ – изобарный процесс;

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1};$$

$$l = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1); C_n = C_p;$$

$$L = p(V_2 - V_1);$$

$$q_{1-2} = C_p(T_2 - T_1);$$

$$Q_{1-2} = m \cdot q_{1-2}; q = \Delta u + l = u_2 - u_1 + pv_2 - pv_1 = (u_2 + pv_2) - (u_1 + pv_1);$$

$$u + pv = i.$$

Энтальпия представляет собой сумму внутренней энергии тела и работы, которую необходимо затратить, чтобы тело объемом V ввести в окружающую среду, имеющую давление P и находящуюся в целом в равновесном состоянии.

$$i = u + pv = C_v T + RT = C_p T;$$

$$i = C_p(T - 0) - \text{является функцией состояния.}$$

Физический смысл энтальпии – энтальпия численно равна количеству тепла, которое необходимо подвести к 1 кг газа в изобарном процессе, чтобы нагреть его от 0°C до данной температуры. Энтальпия есть величина аддитивная, т.е. для сложной системы равна сумме энтальпий ее независимых частей $i = \sum i_i$.

$$\begin{aligned} q &= C_v(T_2 - T_1) + p(v_2 - v_1) = C_v(T_2 - T_1) + R(T_2 - T_1) = \\ &= (C_v + R)(T_2 - T_1) = C_p(T_2 - T_1) = i_2 - i_1 = \Delta i; \end{aligned}$$

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

Физический смысл газовой постоянной – численно равна работе, которую способен совершить газ в изобарном процессе, если температура его изменяется на 1° .

2. $n = 1$, $pv = const \rightarrow T = const$ - изотермический процесс (рисунок 6);

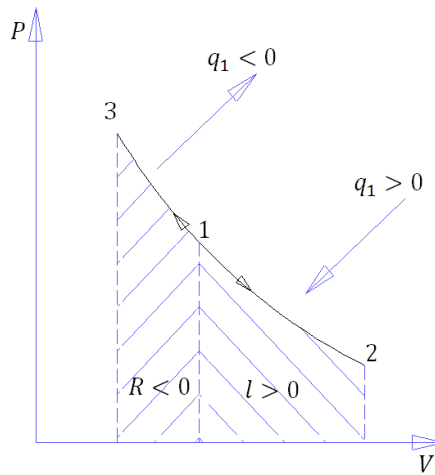


Рисунок 6 – Изотермический процесс в P-V координатах

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1};$$

в P-V координатах графиком изотермического процесса является равнобокая гипербола;

$$dq = du + pdv;$$

$$du = C_v \cdot dT = 0 \rightarrow dq = dl$$

т. е. все тепло в изотермическом процессе идет на совершение работы.

$$l_{1-2} = \int_1^2 pdv = \int_1^2 \frac{const}{v} dv = const \int_1^2 \frac{dv}{v} = RT \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$C_T = \frac{dq}{dT} = \pm \infty.$$

Физический смысл ∞ заключается в том, что ни при каких конечных значениях теплоемкости температура не может быть изменена, т.к. вся теплота превращается в работу.

3. $n = k$ - адиабатный процесс (рисунок 7), так как:

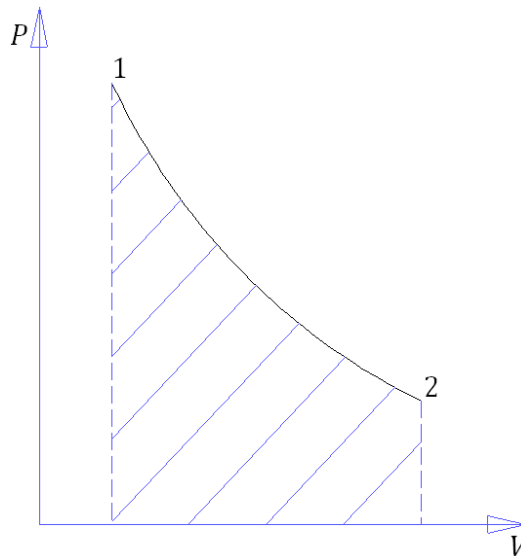


Рисунок 7 – Адиабатный процесс в P-V координатах

$$dq = C_v \frac{n-k}{n-1} dT = 0;$$

$$pv^k = const;$$

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

$$l_{1-2} = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{k-1} = \frac{R(T_1 - T_2)}{k-1};$$

$$dq = du + dl \rightarrow -du = dl \rightarrow dl_{1-2} = -\Delta u;$$

$$L_{1-2} = m \cdot l_{1-2};$$

$C_k = 0$, так как не требуется никакого тепла, чтобы изменить температуру на 1° .

Рассмотрим в P-V координатах изотерму и адиабату, проходящих через одну точку (рисунок 8). Пусть в обоих случаях совершается процесс расширения до объема v_2 .

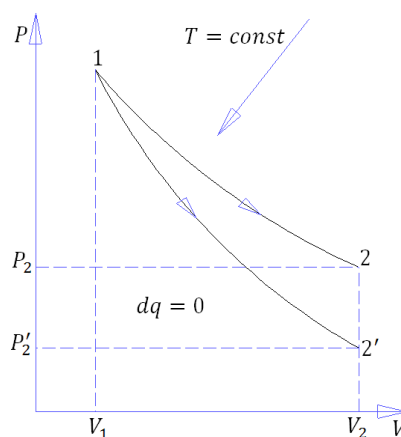


Рисунок 8 – Изотермический и адиабатный процессы, проходящие через одну точку

Тогда для изотермического процесса $T = const$;

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1};$$

Для $dq = 0$;

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k, \text{ где } k = \frac{C_p}{C_v} > 1 \text{ и } v_2 > v_1.$$

Из этого следует, что

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k = \left(\frac{v_2}{v_1}\right),$$

и следовательно

$$\frac{p_1}{p_2} > \frac{p_1}{p_2}, \text{ откуда видно, что } p_1 > p_2'.$$

Это означает, что адиабата круче изотермы, выходящей с ней из одной точки.

4. $n = \pm\infty$ - изохорный процесс; $v = \text{const}$;

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2};$$

$$dq = du + pdv \rightarrow dq = du;$$

т.е. все подводимое тепло в изохорном процессе идет на увеличение внутренней энергии $C_n = C_v$; $du = C_v dT$; $l_{1-2} = 0$.

5.5 Графический анализ политропного процесса

Положение и форма линии политропных процессов в P-V диаграмме зависит от численного значения показателя n . Изобразим в P-V координатах основные процессы с разными n (рисунок 9):

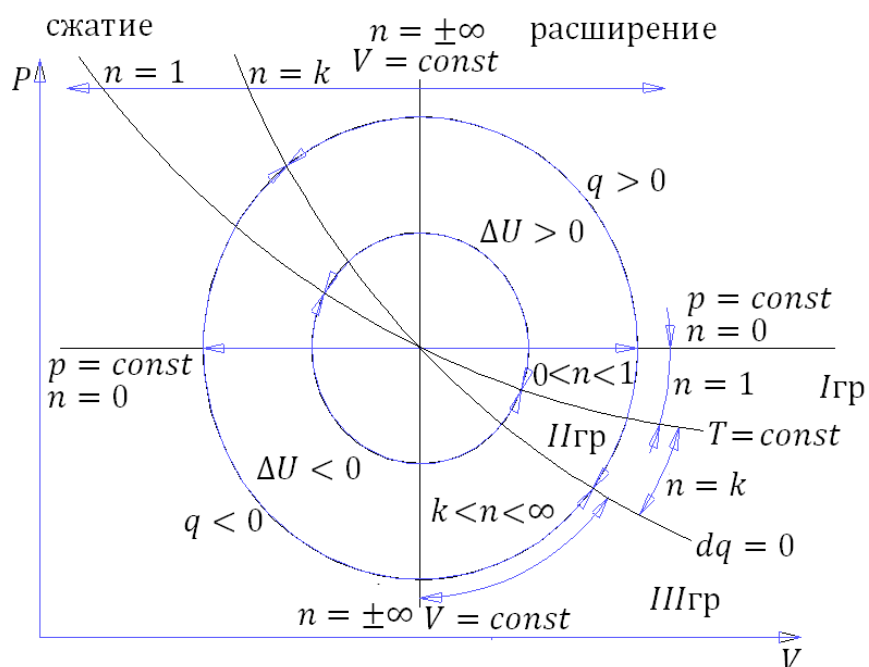


Рисунок 9 – Схема расположений процессов на P-V диаграмме в зависимости от показателя политропы n

1) Процессы правее изохорного идут с расширения рабочего тела, левее его со сжатием;

2) $T = const$, $\Delta u = 0$, выше $\Delta u > 0$, ниже $\Delta u < 0$;

3) $dq = 0$, т.к. в адиабатном процессе тепло не проводится, то адиабата делить все процессы на 2 группы: В процессах, лежащих выше адиабаты, тепло $\Delta q > 0$ - подводится ниже, $\Delta q < 0$ - тепло отводится.

Как видно из диаграммы, все изучаемые нами политропные процессы в зависимости от их расположения по отношению к основным процессам можно разделить на 3 группы:

1 группа: $0 < n < 1$ - эти политропные процессы расположены между изобарой и изотермой они характеризуются следующими характеристиками:

$q > 0$;

$$C_n = C_v \frac{n-k}{n-1} \rightarrow C_n > 0; \Delta u < 0.$$

2 группа: $1 < n < k$; $\Delta u < 0$; $q > 0$; $C_n < 0$.

Работа совершается за счет подводимого тепла и внутренней энергии. Процессы этой группы наиболее выгодны для получения работы.

3 группа: $k < n < \infty$; $q < 0$; $\Delta u < 0$; $C_n > 0$.

Эти процессы расположены между адиабатой и изохорой. Кривые процесса по мере увеличения значений и располагаются все более круто, приближаясь в пределе к прямой $v = const$.

Лекция 6

6.1 Второй закон термодинамики

Первый закон термодинамики представляет собой математическое выражение общего закона сохранения и превращения энергии. Он рассматривает любые взаимопревращения энергии и изучает явления в этих взаимопревращениях. Но этот закон не определяет условий возможностей таких преобразований, согласно этому закону равновозможны оба направления в протекании процесса, т.е. протекание теплоты от теплого тела к холодному и от холодного тела к тепловому.

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

Опыт показывает, что все процессы идут в направлении установления в любой системе равновесия, т.е. выравнивания в ней давлений, температур.

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

Первая формулировка второго начала:

«Тепло не может самопроизвольно переходить от менее нагретого тела к более нагретому телу» (Клаузиус).

Вторая формулировка:

«Невозможно построить периодически действующую машину, единственным результатом действия которой было бы совершение механической работы за счет охлаждения теплового резервуара (Планк, Томпсон).»

Третья формулировка:

«Невозможно осуществить вечный двигатель второго рода — т.е. двигатель с одним источником теплоты (Больцман).»

Рассмотрим термодинамический процесс (рисунок 10) в результате, которого тело перешло из состояния 1 с параметрами p_1, V_1, T_1 в состояние 2 с параметрами p_2, V_2, T_2 — предположим это процесс расширения — 1 — b — 2, работа расширения равна площади 1 — b — 2 — 3 — 4.

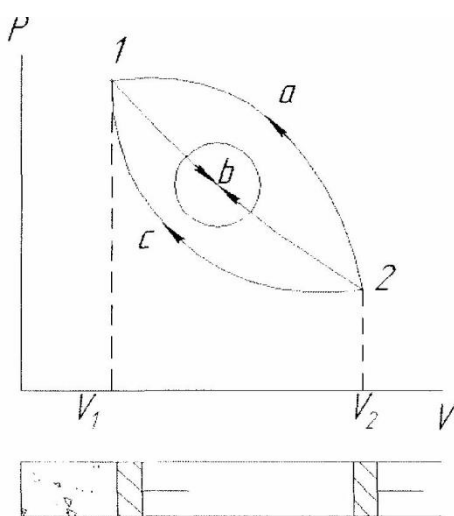


Рисунок 10 – Тепловой процесс

Теперь необходимо газ вновь вернуть из состояния 2 в состояние 1. Это возможно различным образом или 2 — a — 1 или 2 — c — 1 или 2 — b — 1.

1) процесс (2 — a — 1) — $I_{сж} = 2a1432$;

$$(I_{расш.} - I_{сж}) < 0; I_{сж} > I_{расш}; I_{пол} < 0;$$

2) процесс 2 — b — 1; $I_{сж} = I_{расш}$; $I_{пол} = 0$;

3) процесс 2 — c — 1; $I_{сж} < I_{расш}$; $I_{пол} > 0$; $I_{пол} = \text{пл}1в2 - c - 1$.

Как видно из вышеизложенного, если процесс сжатия идет по 2 — b — 1, то это обратимый процесс, в котором газ последовательно, но в обратном направлении проходит те же состояния.

Обратимые процессы — это чисто теоретические процессы; действительные процессы всегда в большей или меньшей степени необратимы, поскольку для полной обратимости процесса необходимы следующие условия:

1) механическое равновесие, т.е. равенство давлений газа и среды;

2) термическое равновесие $T_r = T_{окр.ср.}$;

3) отсутствие диссипативных эффектов, таких как трение, турбулентность и т.п.

В реальных процессах, если не выполняется хоть одно из перечисленных условий, то процесс необратимый.

Замкнутый процесс в результате, которого газ возвращается в свое исходное состояние, называется термодинамическим циклом или круговым процессом.

В диаграмме состояния такой процесс изображается замкнутой линией.

Цикл, состоящий из обратимых процессов, называется обратимым циклом. Если один из входящих в цикл процессов необратим, то цикл называется необратимым.

Т.к. в результате совершения цикла газ приходит в начальное состояние, то изменение внутренней энергии за цикл равно нулю $\Delta u = 0$.

Если цикл протекает по движению часовой стрелки $2 \rightarrow c \rightarrow 1 \rightarrow b \rightarrow 2$ — это прямой цикл, $l_{\text{пол}} > 0$ — газ совершает работу (ДВС, ГТУ, ГТД, ЖРД).

Если цикл протекает в направлении против движения стрелки (рисунок 11) — обратный цикл, $l_{\text{пол}} < 0$ — над газом совершается работа (холодильные установки, компрессоры, насосы, вентиляторы).

Для осуществления замкнутости цикла необходимо наличие: рабочего тела, верхнего и нижнего источников тепла:

$$L_{\text{ц}} = L_{\text{расш}} - L_{\text{сж}},$$

Где $l_{\text{расш}} = q_1$ — подведенному теплу в цикле; $l_{\text{сж}} = q_2$ — отведенному теплу в цикле.

Таким образом, $l_{\text{ц}} = q_1 - q_2$.

Степень совершенства преобразования теплоты в работу в цикле оценивается отношением полученной работы $l_{\text{ц}}$ к подведенной теплоте.

Это отношение называют термическим КПД цикла и обозначают:

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}; \quad \eta_t < 1.$$

Для оценки работы холодильных машин применяется холодильный коэффициент:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{\text{о}}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2},$$

где q_2 — тепло, передаваемое от холодного источника к рабочему телу; q_1 — теплота, передаваемая нагревателю;

$$q_1 = q_2 + l_{\text{ц}}.$$

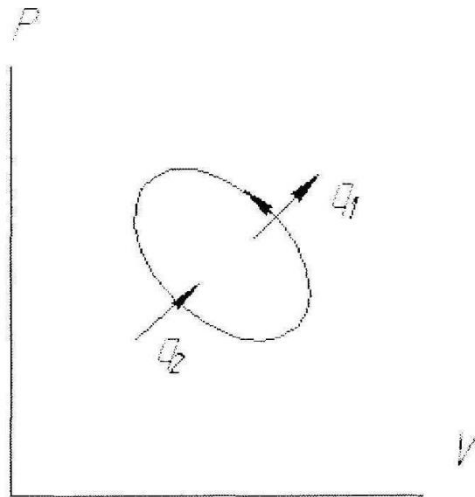


Рисунок 11 – Термодинамический цикл холодильной машины в P-V координатах

В холодильной машине теплота $q_{ц}$ — выбрасывается в окружающую среду — источник неограниченной емкости.

Машины, основным продуктом производства которых, является теплота q_1 , передаваемая в источник ограниченной емкости, называются тепловыми насосами.

Эффективность работы тепловых насосов оценивается отопительным коэффициентом, представляющий собой отношение теплоты q_1 — переданной потребителю к затраченной работе $l_{ц}$.

$$\phi = \frac{q_1}{l_{ц}} = \frac{q_1}{q_1 - q_2},$$

где q_2 — в этом случае отбирается от источника неограниченной емкости.

6.2 Цикл Карно

Циклы, состоящие из обратимых процессов, называются обратимыми циклами.

Цикл, дающий максимальное значение термического КПД, предложил Сади Карно (рисунок 12).

Рассмотрим этот цикл.

Имеем 2 источника тепла: верхний, при температуре T_1 и нижний, при температуре T_2 , рабочее тело — идеальный газ. $T_1 > T_2$, при T_1 — тепло подводится, при T_2 — тепло отводится.

Так как температуры тел постоянны, а процессы подвода и отвода теплоты должны быть равновесными, то эти процессы могут быть только изотермными $T_1 = \text{const}$, $T_2 = \text{const}$.

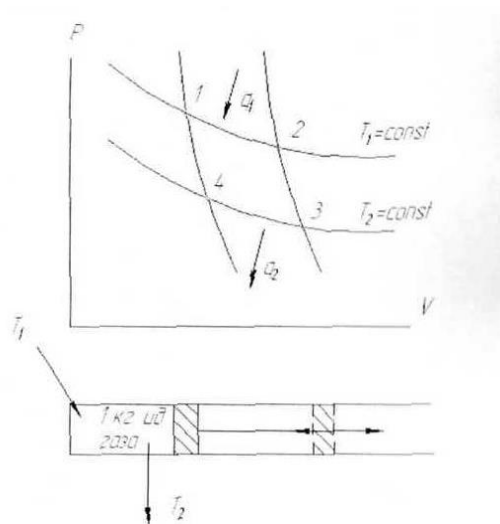


Рисунок 12 – Цикл Карно в P-V координатах и установка, работающая по нему.

Температура рабочего тела в цикле должна изменяться от T_1 до T_2 без теплообмена с окружающей средой. Таким образом, цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат. В точке 1 — находится рабочее тело с параметрами $p_1; v_1; T_1$;

- 1 — 2 — процесс изотермического расширения;
- 2 — 3 — процесс адиабатного расширения;
- 3 — 4 — процесс изотермического сжатия;
- 4 — 1 — процесс адиабатного сжатия.

Процесс 1 — 2 — изотермическое расширение;

$$l_{1-2} = RT_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

В изотермическом процессе $q_{1-2} = q_1 = l_{1-2}$.

Процесс 2 — 3 — адиабатное расширение;

$$l_{2-3} = \frac{R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1}; \quad Q_{2-3} = 0; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_3} \right)^{\kappa - 1}.$$

Процесс 3 — 4 — изотермическое сжатие;

$$l_{3-4} = q_2 = RT_2 \cdot \ln \frac{v_4}{v_3} = -RT_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

Процесс 4 — 1 — адиабатное сжатие;

$$l_{4-1} = \frac{R(T_2 - T_1)}{\kappa - 1} = \frac{-R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1};$$

$$q_{4-1} = 0; \quad \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_1}{v_4}\right)^{\kappa-1};$$

Анализ термического КПД идеального цикла Карно.

$$\begin{aligned} l_{\text{ц}} &= \sum_{i=1}^n l_i = RT_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} + \frac{R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1} - RT_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4} - \frac{R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1} = \\ &= \left(RT_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} - RT_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4} \right) = \\ &= R \left(T_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4} \right); \end{aligned}$$

$$l_{\text{с}} = q_1 - q_2 = R \left(T_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4} \right);$$

$$\eta_t^{\kappa} = \frac{l_{\text{с}}}{q_1} = \frac{R \left(T_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \cdot \ln \frac{v_3}{v_4} \right)}{RT_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}};$$

$$\left(\frac{v_2}{v_3}\right)^{\kappa-1} = \left(\frac{v_1}{v_4}\right)^{\kappa-1}; \quad \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\kappa-1} = \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{\kappa-1};$$

$$(\kappa - 1) \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = (\kappa - 1) \cdot \ln \frac{v_3}{v_4} \rightarrow \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{v_3}{v_4},$$

Откуда

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

6.3 Теорема Карно

1) $\eta_i^k = f(T_1; T_2)$ — зависит только от температур источника T_1 и приемника T_2 - теплоты и не зависит от рода рабочего тела;

2) $\eta_i^k \uparrow$ с ростом T_1 , и с уменьшением T_2 .

Хотя в настоящее время имеется техническая возможность получения очень высоких температур (сотни тысяч градусов), однако в реальных двигателях использовать эти температуры практически не представляется возможным из-за материалов, поэтому интервал температур 1000-2000 К, в ракетных до 4000 К. Что касается T_2 , то она составляет -300 К.

3) $\eta_i^k = 1$ при $T_1 = \infty$; $\eta_i^k = 1$ при $T_2 = 0$ это практически невозможно, поэтому $\eta_i^k < 1$ всегда, таким образом, невозможно создать двигатель, который бы все тепло превратил в работу в цикле - невозможен вечный двигатель 2-го рода.

4) $\eta_i^k = 0$ при $T_1 = T_2$ — невозможно совершить положительную работу, не имея разности температур, между верхним и нижним источником.

6.4 Интеграл Клаузиуса

Для любого цикла имеем:

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

Для обратимого цикла Карно, кроме того известно, что

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

Приравнивая правые части этих выражений, получим:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{q_2}{T_2} = \frac{q_1}{T_1}; \quad \frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} = 0.$$

Поскольку $q_2 < 0$, то справедливо:

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0 \quad \text{или} \quad \sum_{i=1}^n \frac{q_i}{T_i} = 0,$$

где $\frac{q}{T}$ — приведенная теплота и полученное выражение можно сформулировать: в обратимом цикле Карно сумма приведенных теплот равна нулю.

Можно показать, что данное выражение справедливо для любого другого цикла.

Рассмотрим произвольный замкнутый цикл в $p - v$ координатах. ABCD — обратимый замкнутый цикл.

Проводим ряд близко расположенных адиабат, которые разобьют цикл на большое количество элементарных циклов, состоящих из 2-х адиабат и 2-х весьма малых отрезков кривой, ограничивающих цикл. Изменение температуры по отрезкам кривой весьма мало и может быть сделано сколь угодно малым при увеличении количества адиабат; поэтому в

каждом элементарном цикле можно отрезки кривой заменить отрезками изотерм и представить исследуемый цикл в виде большого количества элементарных циклов Карно.

Для цикла $a'b'c'd'$ — Карно можно записать:

$$\sum \frac{\Delta Q'}{T'} = 0.$$

Для цикла $a''b''c''d''$:

$$\sum \frac{\Delta Q''}{T''} = 0.$$

Для цикла $a^n b^n c^n d^n$:

$$\sum \frac{\Delta Q^n}{T^n} = 0.$$

Суммируя выражение для отдельных элементарных циклов, получаем для всего количества:

$$\sum_{i=1}^n \frac{\Delta Q_i}{T_i} = 0.$$

При бесконечном увеличении количества проведенных адиабат отрезки $b'c'$; $b''c''$; $a'd'$; $a''d''$ сольются в одну кривую, представляют собой контур цикла и в пределе получим:

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

т.е. интеграл Клаузиуса.

Для необратимых циклов вследствие механических и тепловых потерь, получаем следующее:

$$\eta_i^{\text{необр}} < \eta_i^{\text{обр}}, \text{ следовательно}$$

$$1 - \frac{q_2}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

отсюда находим:

$$\frac{q_2}{T_2} > \frac{q_1}{T_1} \text{ или } \frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} < 0,$$

отсюда:

$$\sum \frac{\Delta q}{T} < 0$$

в пределе для необратимых процессов:

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

Объединяя для любых циклов, получим:

$$\oint \frac{dq}{T} \leq 0.$$

6.5 Энтропия

Из математики известно, что если интеграл по замкнутому контуру равен нулю, то подынтегральное выражение представляет собой полный дифференциал функции, которая в термодинамике получила название энтропия.

Таким образом,

$$\frac{dQ}{T} = dS \text{ или } dQ = T \cdot dS$$

математическое выражение 2-го начала для обратимых процессов.

Энтропия представляет собой функцию состояния.

$$S, \frac{Дж}{кг \cdot К}$$

$$dq = du + dl \text{ или } T \cdot dS = du + dl -$$

Объединенное выражение 1-го и 2-го начала или термодинамическое тождество для обратимых процессов.

6.6 Основные свойства энтропии

1) Знак энтропии совпадает со знаком теплоты, т.е. по знаку энтропии можно судить подводится или отводится тепло, что нельзя сделать по другому параметру состояния: если $dS > 0$, то поскольку $T > 0$, то и $dq > 0$.

2) При изменении состояния газа, определяемом начальной точкой а и конечной с, изменение энтропии одинаково независимо от вида кривой, по которой происходит изменение состояния:

$$\int_{a-b-c} \frac{dQ}{T} = \int_{c-d-a} \frac{dQ}{T} = \int_a^c dS = S_c - S_a.$$

3) Предположим, что цикл (рисунок 13) состоит из необратимого процесса а — б — с, и обратимого с — д — а. Т.к. часть цикла протекает необратимо, т.е. с потерями, то для всего цикла должно быть:

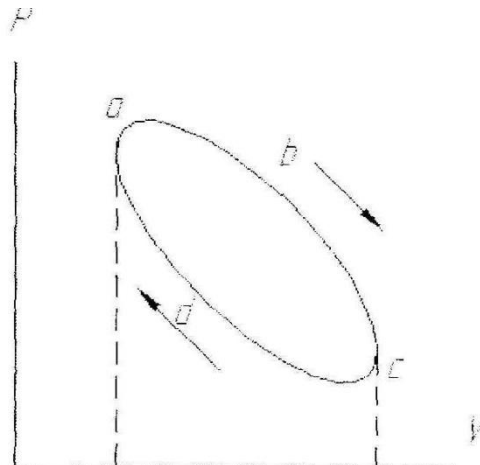


Рисунок 13 – Рассматриваемый цикл

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{a-b-c} \frac{dQ}{T} + \int_{c-d-a} \frac{dQ}{T} < 0 \text{ или } \int_{a-b-c} \frac{dQ}{T} < \int_{c-d-a} \frac{dQ}{T}.$$

Для обратимого процесса а — d — с, имеем:

$$\int_{c-d-a} \frac{dQ}{T} = S_c - S_a$$

следовательно, для необратимого процесса а — b — с:

$$\int_{a-b-c} \frac{dQ}{T} < S_c - S_a.$$

Таким образом, в необратимом процессе:

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

4) Для замкнутых систем и адиабатно-изолированных

$$dQ=0, \quad dS \geq 0.$$

Для обратимых процессов $dS = 0$ и $S_2 = S_1$, а для необратимых $dS > 0$ и $S_2 > S_1$.

Энтропия отдельных тел в системе может и уменьшаться, и увеличиваться, и оставаться без изменения под влиянием процессов, происходящих в системе, но общая энтропия замкнутой системы при необратимых процессах может только увеличиваться.

$$S_{сум} = \kappa \cdot \ln \omega,$$

где κ — постоянная Больцмана;

$$\kappa = 1.38 \cdot 10^{23} \frac{\text{Дж}}{\text{град}}.$$

6.7 Уравнение Больцмана

Расчет изменения энтропии в обратимых процессах.

$$dS = \frac{dq}{T} = \frac{C_v dT + p dv}{T} = C_v \frac{dT}{T} + p \frac{dv}{T},$$

поскольку $p v = RT$;

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v}; \quad dS = C_v \frac{dT}{T} + \frac{R}{v} dv \quad (4),$$

интегрируя это выражение от T_1 до T_2 , получим:

$$S_2 - S_1 = C_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5);$$

$$\Delta S = f(T, v).$$

С другой стороны $p\nu = RT$ или $p d\nu + \nu dp = R dT$, разделим обе части уравнения на $p\nu$ и RT .

$$\frac{d\nu}{\nu} + \frac{dp}{p} = \frac{dT}{T} \quad (6).$$

Подставим (6) в (4), получим:

$$dS = C_v \frac{d\nu}{\nu} + C_v \frac{dp}{p} + \frac{R}{\nu} d\nu = (C_v + R) \frac{d\nu}{\nu} + C_v \frac{dp}{p};$$

$$dS = C_p \frac{d\nu}{\nu} + C_v \frac{dp}{p} \quad (7);$$

$$S_2 - S_1 = C_p \cdot \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} + C_v \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (8);$$

$$\Delta S = f(\nu; p).$$

Из (6):

$$\frac{d\nu}{\nu} = \frac{dT}{T} - \frac{dp}{p} \rightarrow \text{в}(4);$$

$$dS = C_v \frac{dT}{T} + R \left(\frac{dT}{T} - \frac{dp}{p} \right);$$

$$dS = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} = C_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p};$$

$$S_2 - S_1 = C_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} - R \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (9);$$

$$\Delta S = f(T, p).$$

Частные случаи:

1) $p = const \rightarrow (5); S_2 - S_1 = C_p \cdot \ln \frac{\nu_2}{\nu_1};$

2) $T = const \rightarrow (2); S_2 - S_1 = R \cdot \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = R \cdot \ln \frac{p_1}{p_2};$

3) $\nu = const \rightarrow (5); S_2 - S_1 = C_v \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} = C_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1};$

4) ΔS — политропный процесс подсчитывается по любой из формул;

5) $dq = 0; S = const; \Delta S = 0$ — адиабатный процесс (изоэнтропный процесс).

6.8 T — S диаграмма

Рассмотренная раньше $p - V$ диаграмма, иногда называется рабочей диаграммой, т.к. работа газа в процессе на этой диаграмме представляется площадью, ограниченной кривой.

Большое значение имеет $T - S$ диаграмма.

- 1) Свойство $T - S$ диаграммы.

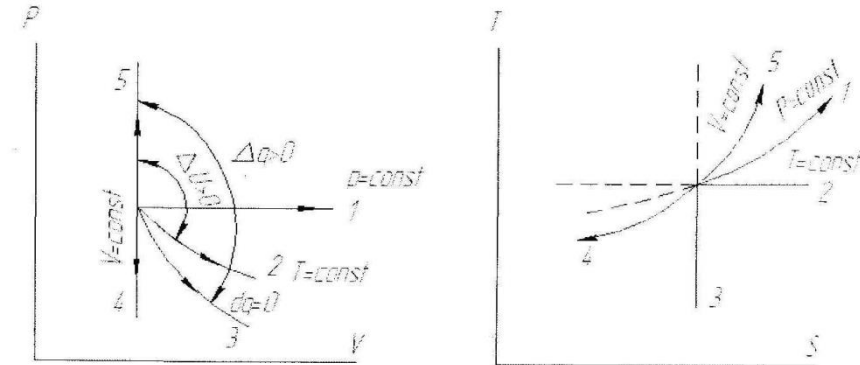


Рисунок 14 – Сравнение изображения процессов в $P - V$ и $T - S$ диаграммах

Возможность изображения процессов – каждая точка в $T - S$ диаграмме характеризует состояние идеального газа (рисунок 14).

- 2) Свойство $T - S$ диаграммы — изображение циклов (рисунок 15).

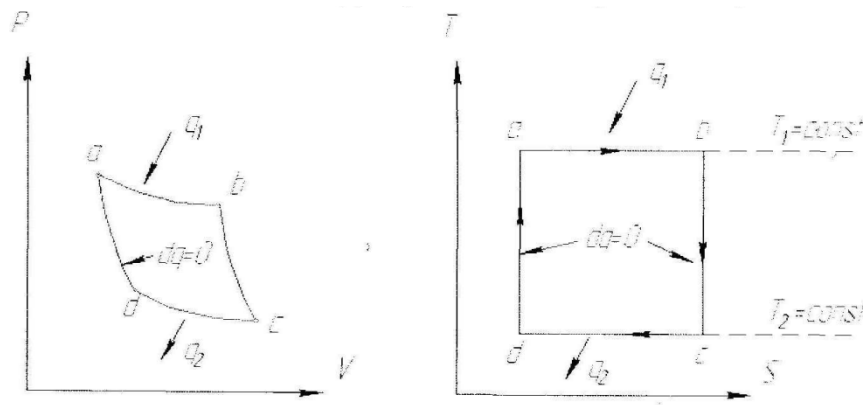


Рисунок 15 – Сравнение изображения циклов в $P - V$ и $T - S$ диаграммах

- 3) Определение q (количества тепла) (рисунок 16).

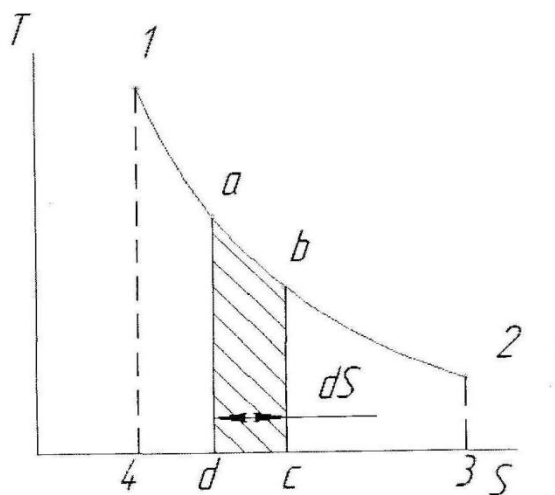


Рисунок 16 – Определение количества теплоты при помощи графика

Выделим на кривой две бесконечно близкие точки a и b и опустим на ось S перпендикуляры ad и bc .

Бесконечно малая площадка $abcd$ равна $T \cdot dS$, но $T \cdot dS = dq$.

Интегрируя, это уравнение по всему пути процесса от 1 до 2, находим:

$$q = \int_1^2 T \cdot dS = \text{пл.}abcd.$$

Таким образом, в T - S диаграмме площадь, ограниченная кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами — представляет собой теплоту, подводимую (отводимую в процессе), поэтому T — S диаграмму называют тепловой диаграммой.

- 4) Определение термического КПД цикла.
- 5) Определение теплоемкости политропного процесса

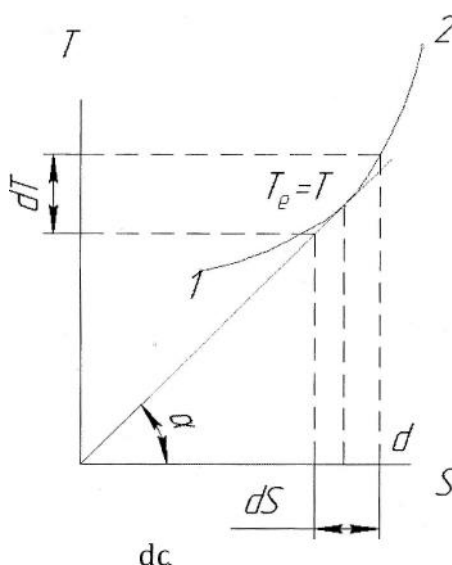


Рисунок 17 – Определение теплоемкости процесса при помощи графика

$$C_n = \frac{dq}{dT} = \frac{T \cdot dS}{dT} = T \cdot \frac{dS}{dT}.$$

$$\tan \alpha = \frac{dT}{dS} \rightarrow C_n = \frac{T}{\tan \alpha}.$$

С другой стороны

$$\tan \alpha = \frac{ad}{db}, \text{ но } ad=T, \text{ то следовательно, } C_n = de -$$

и представляет собой подкасательную кривой процесса в точке а.

б) Сравнение циклов по их экономичности.

При исследовании обратимых циклов степень совершенства произвольного обратимого цикла определяется тем, насколько термический КПД этого цикла близок к термическому КПД обратимого цикла Карно, осуществляемого между крайними температурами рассматриваемого цикла.

Это сравнение можно вести по средним температурам подвода или отвода теплоты в цикле $a - b - c - d$ или использованием $T - S$ диаграммы (рисунок 18).

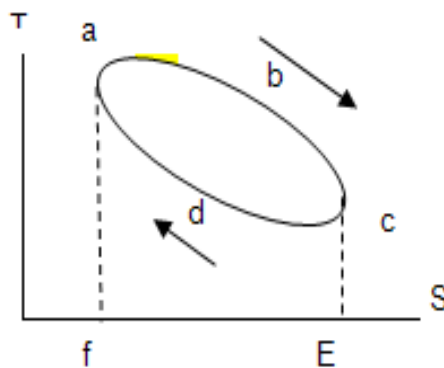


Рисунок 18 – Сравнение циклов по экономичности при помощи T-s диаграммы

Рассмотрим прямой обратимый (идеальный) цикл.

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

Проведем касательные к крайним точкам цикла a и c .

В процессе $a, b, c \rightarrow dS > 0$, следовательно, $dq > 0$;

$$q_{bc} = \text{пл. (fabce)}.$$

В процессе c, d, a $\rightarrow dS < 0$, следовательно, $dq < 0$.

$$|q_2| = \text{пл.}(fabce);$$

$$\eta_t = 1 - \frac{\text{пл.}fadce}{\text{пл.}fabce}.$$

Таким образом, работа, совершаемая в цикле в T-S диаграмме, изображается площадью, ограниченной кривой цикла.

Проведем в T-S диаграмме цикл Карно в тех же температурных границах.

Для цикла Карно имеем:

$$\eta_t^k = 1 - \frac{|q_{2k}|}{q_{1k}}.$$

Из диаграммы видно, что $q_{2k} = \text{пл.}eDCf$, а $q_{1k} = \text{пл.}eABf$.

Для цикла abcd:

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

где $q_2 = \text{пл.}eadcfe$; $q_1 = \text{пл.}eabcfe$.

Сравнивая площади, видим, что $q_{2k} < q_2$, а $q_{1k} < q_1$.

Отсюда

$$\frac{q_{2k}}{q_{1k}} < \frac{q_2}{q_1},$$

Следовательно, $\eta_{tk} > \eta_t$.

Таким образом, эффективность превращения теплоты в работу в любом цикле не может быть больше, чем в цикле Карно, осуществляемом в том же интервале температур.

Лекция 7

7.1 Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

Двигатели, в которых процесс сгорания осуществляется в рабочем пространстве машины, называются двигателями внутреннего сгорания.

Рабочий процесс ДВС заключается в следующем:

Горючая смесь сгорает в цилиндре двигателя с повышением температуры и давления. Продукты сгорания, воздействуя на поршень, перемещают его из крайнего верхнего положения (ВМТ) в крайнее нижнее мертвое положение (НМТ). Процессы сгорания и расширения дают в совокупности рабочий ход (такт) поршня.

Если периодичность работы двигателя осуществляется за 2 полных оборота коленвала или 4 хода поршня - 4-х тактный; за 1 оборот коленвала или 2 хода поршня

- 2-х тактный. При периодическом исследовании циклов полагают:

1. Циклы замкнуты;
2. Рабочее тело - идеальный газ ($C = const$);
3. Процесс сгорания, связанный с химическим изменением состава газа заменяется обратным процессом подвода теплоты извне q_1 ;
4. Процесс уноса теплоты, содержащегося в продуктах сгорания, заменяется теплотой q_2 ;
5. Механические потери отсутствуют.

В ДВС могут быть использованы циклы:

- а) цикл с подводом теплоты при $V = const$;
- б) цикл с подводом теплоты при $P = const$;
- в) цикл со смешанным подводом теплоты.

7.2 Цикл ДВС при $V = const$ – цикл Отто

Цикл работы ДВС, при котором тепло подводится при постоянном объеме, называется циклом Отто (рисунок 19):

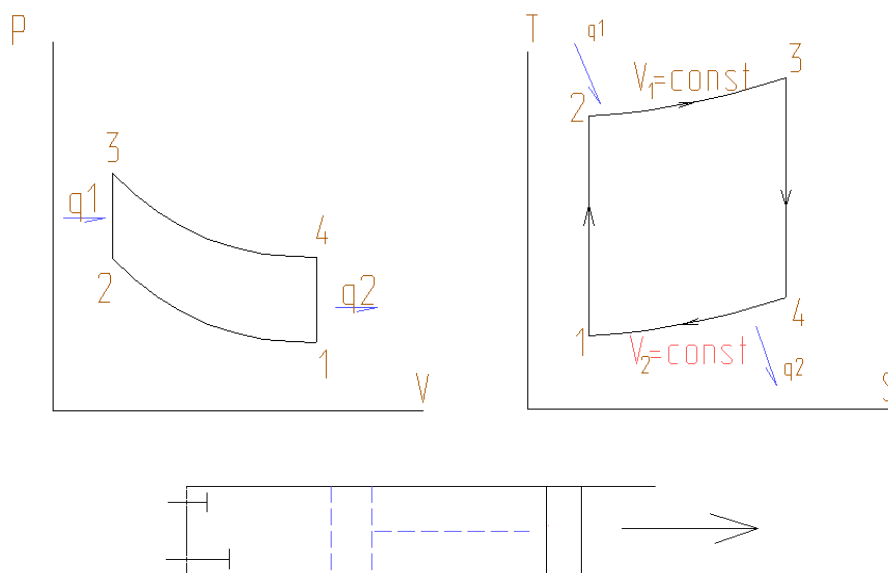


Рисунок 19 – Цикл Отто в P-V и T-s диаграммах и схема установки, работающая по данному циклу

Дано состояние рабочего тела в точке (1) (P_1, V_1, T_1);

$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ – степень сжатия – отношение полного объема к объему камеры сгорания;

$\lambda = \frac{P_3}{P_2}$ – степень повышения давления;

Процесс 1-2 (точка 2):

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^k = \frac{1}{\varepsilon^k} \rightarrow P_2 = P_1 \cdot \varepsilon^k;$$

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

Процесс 2-3 (точка 3):

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

$$P_3 = P_2 \cdot \lambda = P_1 \cdot \varepsilon^k \cdot \lambda;$$

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

Процесс 3-4 (точка 4):

$$\frac{P_4}{P_3} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^k = \frac{1}{\varepsilon^k} \rightarrow P_4 = P_3 \cdot \varepsilon^{-k} = P_2 \cdot \lambda \cdot \varepsilon^{-k} = P_1 \cdot \lambda;$$

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

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

$$q_1 = C_v \cdot (T_3 - T_2) = C_v \cdot (T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \lambda - T_1 \cdot \varepsilon^{k-1})$$

$$= C_v \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot (\lambda - 1);$$

$$q_2 = C_v \cdot (T_1 - T_4) = C_v \cdot (T_1 - T_1 \cdot \lambda) = T_1 \cdot C_v \cdot (\lambda - 1).$$

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

Однако значение ε большее, чем $10 \div 12$ нецелесообразно (появление детонации, уменьшение мощности, расход топлива растёт).

7.3 Цикл с подводом теплоты при $P=\text{const}$ (цикл Дизеля)

Цикл работы ДВС, при котором тепло подводится при постоянном давлении, называется циклом Дизеля (рисунок 20).

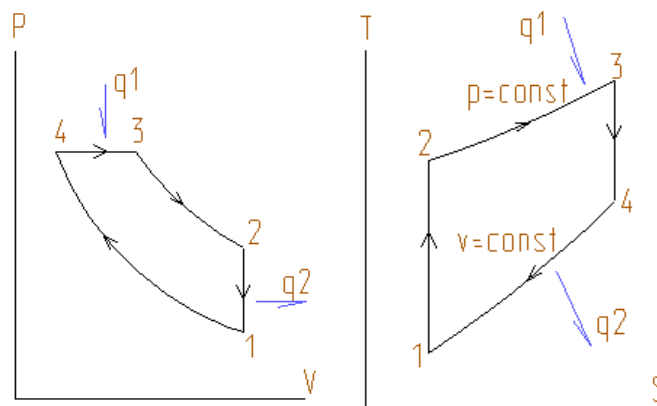


Рисунок 20 – Цикл Дизеля в P-V и T-s координатах

При заданном начальном состоянии 1 цикл однократно определяется двумя параметрами:

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} - \text{степень сжатия};$$

$$\rho = \frac{V_3}{V_2} - \text{степень предварительного расширения}.$$

Тогда точка 2:

$$P_2 = P_1 \cdot \varepsilon^k; T_2 = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1};$$

Точка 3:

$$P_3 = P_2 = P_1 \cdot \varepsilon^k; T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \rho;$$

Точка 4:

$$P_4 = P_1 \cdot \rho^k.$$

Тогда:

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

$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot \rho \cdot \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \cdot \rho^k;$$

$$q_1 = C_p \cdot (T_3 - T_2) = C_p \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot (\rho - 1);$$

$$q_2 = C_v \cdot (T_4 - T_1) = C_v \cdot T_1 \cdot (\rho^k - 1);$$

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{C_v \cdot T_1 \cdot (\rho^k - 1)}{C_p \cdot T_1 \cdot \varepsilon^{k-1} \cdot (\rho - 1)}$$

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

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

Сопоставляя η_t при V=const и P=const, видим, что они различаются множителем:

$$\frac{\rho^k - 1}{k \cdot (\rho - 1)} > 1.$$

$$\varepsilon = idem;$$

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

$$q_2 = idem;$$

$$\eta_{iv} > \eta_{icm} > \eta_{ip}.$$

$$\eta_{ip} > \eta_{icm} > \eta_{iv};$$

$$q_2 = idem;$$

$$T_{max} = idem;$$

$$q_{1p} > q_{icm} > q_{iv}.$$

7.4 Цикл со смешанным подводом теплоты (Цикл Тринклера)

Цикл работы ДВС, при котором тепло подводится смешанным образом, называется циклом Тринклера (рисунок 21).

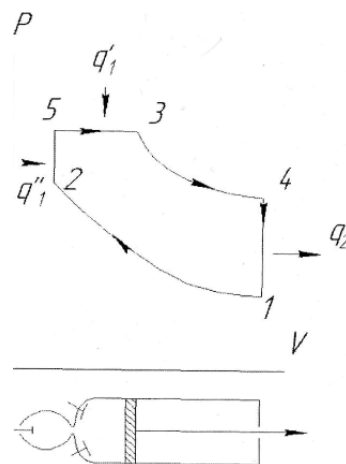


Рисунок 21 – Цикл Тринклера в P-V диаграмме и схема установки, работающей по этому циклу

$$\eta_{ip} = 1 - \frac{\lambda \cdot \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + \lambda \cdot k \cdot (\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}};$$

$$\text{При } \varepsilon = idem;$$

$$\eta_{ip} < \eta_{icm} < \eta_{iv};$$

$$\text{При } T_{max} = idem;$$

$$\eta_{ip} > \eta_{icm} > \eta_{iv}.$$

7.5 Среднеинтегральная температура

Для упрощения некоторых термодинамических исследований вводится понятие о среднеинтегральной температуре.

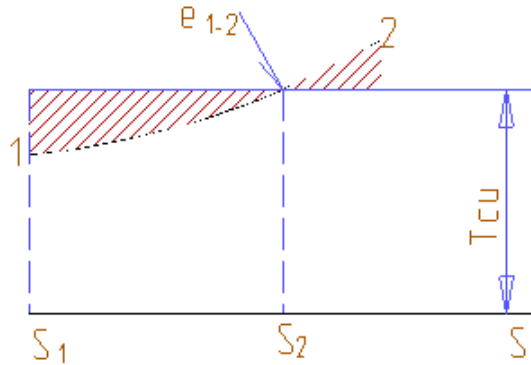


Рисунок 22 – Схема определения среднеинтегральной температуры

Среднеинтегральная температура – высота прямоугольника, площадь которого равна площади под кривой процесса (1-2) (рисунок 22).

Площадь $S_2-2-1-S_1-S_2$ — подведенная теплота q_1 .

Так как $F_{S_2-2-1-S_1-S_2} = F_{S_2-T_{cu}-S_1}$,

$$\text{то } T_{cu} = \frac{\text{пл.} S_2-2-1-S_1-S_2}{S_2-S_1} = \frac{\int_{S_1}^{S_2} T \cdot dS}{S_2-S_1} = \frac{q_{1-2}}{S_2-S_1} \quad (10);$$

Среднеинтегральная температура для любого процесса равна отношению количества теплоты, участвующей в процессе, к изменению энтропии рабочего тела.

Таким образом:

$$q_{1-2} = C_n \cdot (T_2 - T_1) = C_v \cdot \frac{n-k}{n-1} \cdot (T_2 - T_1) \quad (11);$$

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dq}{T} = \int_{T_1}^{T_2} C_n \cdot \frac{dT}{T} = C_n \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} = C_n \cdot \frac{n-k}{n-1} \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (12).$$

Подставляя (11), (12) в (10), получим:

$$T_{cu} = \frac{C_v \cdot \frac{n-k}{n-1} \cdot (T_2 - T_1)}{C_v \cdot \frac{n-k}{n-1} \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}} = \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{T_2}{T_1}};$$

$$T_{cu} = \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{T_2}{T_1}} \quad (4).$$

$$T \cdot e \cdot T_{cu} = f(T_2, T_1).$$

Для нахождения η_t произвольного цикла с адиабатным сжатием и расширением рабочего тела можно использовать Рисунок 23.

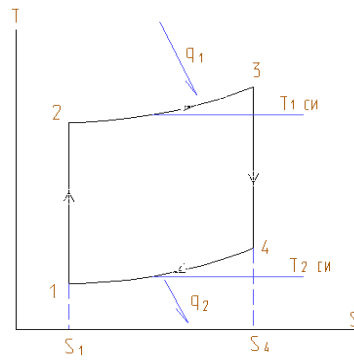


Рисунок 23 – Схема определения термического КПД произвольного цикла

$$q_1 = T_{1cu} \cdot (S_4 - S_1);$$

$$q_2 = T_{2cu} \cdot (S_1 - S_4);$$

$$|q_2| = T_{2cu} \cdot (S_1 - S_4);$$

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{T_{2cu} \cdot (S_1 - S_4)}{T_{1cu} \cdot (S_4 - S_1)} = 1 - \frac{T_{2cu}}{T_{1cu}};$$

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

Термический КПД произвольного цикла равен термодинамическому КПД цикла Карно, осуществленному между среднеинтегральными температурами подвода и отвода теплоты. тем

Чем выше T_{1cu} и ниже T_{2cu} , тем выше η_t .

7.6 Сравнение циклов по среднеинтегральной температуре

Для сравнения циклов по среднеинтегральной температуре их необходимо отобразить на T-s диаграмме (рисунок 24):

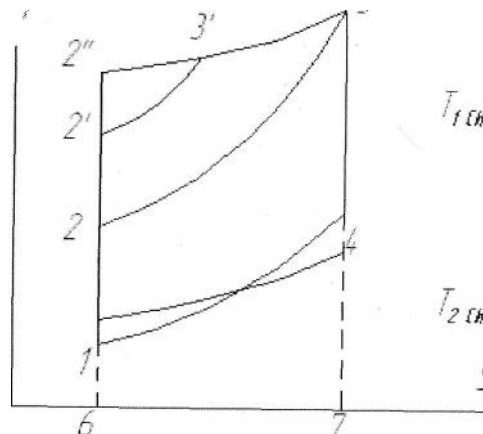


Рисунок 24 – Отображение циклов на T-s диаграмме

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

$$T_{cu}^p > T_{cu}^{cm} > T_{cu}^v;$$

$$T_{2cu} = idem.$$

$$\eta_{tp} > \eta_{tcm} > \eta_{tv};$$

Отсюда следует, что при одинаковых степенях сжатия $\eta_{tv} > \eta_{tp}$.

Сравнивая циклы $P_{max} = idem; T_{max} = idem$ и различные ϵ .

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{nлA}{nлA + nлB + nлC} = \frac{nлB + nлC}{nлA + nлB + nлC};$$

$$\eta_{tv} = 1 - \frac{nлA}{nлB + nлB} = \frac{nлB}{nлA + nлB}.$$

$\eta_{tv} > \eta_{tp}$ - рабочий процесс двигателей с самовоспламенением от сжатия при больших значениях степени сжатия выгоднее, чем рабочий в процесс двигателе с искровым зажиганием.

Лекция 8

8.1 Термодинамические основы газовых потоков Уравнение энергии газового потока

Допущения:

- 1) Вся область движения газа разбита по потоку на элементарные участки, причем в каждом участке по всему сечению параметры газа остаются постоянными (стационарное или установившееся движение газа);
- 2) Изменение параметров движущегося газа от сечения к сечению бесконечно малое по сравнению со значением самих параметров. Трение отсутствует.
- 3) Если движение установившееся, то через каждое сечение канала в единицу времени протекает одно и то же количество газа. Рассмотрим газовый поток в канале произвольного сечения (рисунок 25). Выделим сечениями I-I и II-II и некоторую массу газа.

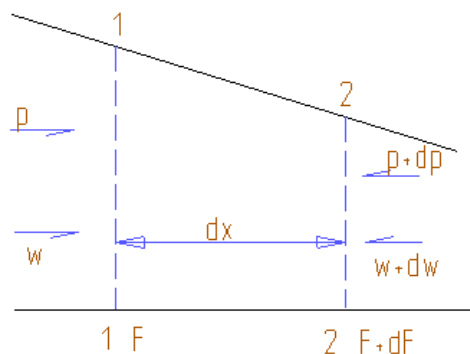


Рисунок 25 – Газовый поток в канале произвольного сечения

Согласно вышесказанному, уравнение неразрывности

$$G_1 = G_2 = \frac{F \cdot W}{v} = \rho_1 \cdot F \cdot W = const = \rho_1 \cdot F_1 \cdot W_1 = \rho_2 \cdot F_2 \cdot W_2 (13);$$

Где G – секундный массовый расход;

F_1, F_2 - площади поперечных сечений канала;

W_1, W_2 -расходные скорости в соответствующих поперечных сечениях;

ρ_1, ρ_2 - плотности в сечениях;

Закон термодинамики для газового потока для 1 кг. газа:

$$dq = dU + dl + \frac{dW^2}{2} (14);$$

$$dQ = dU + dL + M \cdot \frac{dW^2}{2},$$

где dQ - элементарное количество теплоты, подводимое или отводимое от газа на рассматриваемом участке движения;

dU - изменение внутренней энергии газа в соответствующем сечении;

dL - элементарная работа против внешних сил;

$M \cdot \frac{dW^2}{2}$ - приращение кинетической энергии газа при его перемещении

на выделенном участке. $dL = L_{11} - L_1$ (15);

На выделенную массу газа в канале действует слева сила $P \cdot F$, а справа сила $P \cdot F$, а справа сила $(P + dP)(F + dF)$, тогда (14) запишем:

$$dL = (P + dP)(F + dF)(W + dW) - P \cdot F \cdot W = P \cdot F \cdot W + P \cdot F \cdot dW + dP \cdot F \cdot W + dP \cdot F \cdot dW + dP \cdot dF \cdot W + dP \cdot dF \cdot dW + P \cdot W \cdot dF - P \cdot F \cdot W = P \cdot F \cdot dW + F \cdot W \cdot dP + P \cdot W \cdot dF;$$

Или

$$dL = P \cdot d(F \cdot W) = F \cdot W \cdot dP.$$

Поскольку $F \cdot W = \frac{G}{\rho}$ и $G = const$, то:

$$dL = P \cdot d\left(\frac{G}{\rho}\right) + \frac{G}{\rho} \cdot dP = P \cdot G \cdot dv + v \cdot G \cdot dP = G \cdot (Pdv + vdP) = G \cdot d(P \cdot v);$$

$$dl = Pdv + vdP (16),$$

Где:

vdP -элементарная работа, произведенная перемещающимся объемом газа при условии, что выделенная масса газа несжимаема, или работа проталкивания;

Pdv - элементарная работа, которую перемещающийся объем газа совершает в результате деформации под действием равномерно распределяющегося давления.

Подставляем (16) в (14):

$$dq = dU + d(Pv) + \frac{dW^2}{2} = d(U + Pv) + \frac{dW^2}{2};$$

Поскольку $i = U + Pv$, то:

$$dq = di + \frac{dW^2}{2} \quad (17).$$

(17) – уравнение энергии газового потока в дифференциальной форме.

Теплота, сообщаемая движущемуся газу, расходуется на приращение энтальпии и на приращение внешней кинетической энергии, т.е. на увеличение скорости газового потока.

Частный случай:

$dq=0$; адиабатное или изоэнтропное течение газа в канале

$$i_1 + \frac{W_1^2}{2} = i_2 + \frac{W_2^2}{2} \quad (18).$$

Из (6) следует, что при теплоизолированном стационарном течении газа через канал, сумма удельной энтальпии и удельной кинетической энергии сохраняет постоянное значение.

Данное уравнение справедливо, если газ при своем движении совершает работу расширения и не производит полезной технической работы. Уравнение показывает, что при движении газа без теплообмена и технической работы разгон, т.е. увеличение скорости газа W обязательно сопровождается уменьшением его энтальпии и понижением его температуры ($di < 0$; $dT < 0$).

Торможение газа, т.е. уменьшение скорости, приводит к увеличению энтальпии и росту температуры T . $i = C_p \cdot T$, здесь T - статическая или термодинамическая температура потока.

$i + \frac{W^2}{2} = i^* = const$ (19). Энтальпия газа полностью заторможенного потока при отсутствии теплообмена с окружающей средой, называется энтальпией торможения i^* .

Такую энтальпию имеет газ до начала своего движения, а также после полной остановки.

Преобразуем (19):

$$C_p \cdot T = \frac{W^2}{2} = const \quad (20);$$

Разделим обе части уравнения на теплоемкость C_p , получим:

$$T + \frac{W^2}{2 \cdot C_p} = const = T^* \quad (21),$$

где $\frac{W^2}{2 \cdot C_p}$ - динамическое повышение температуры газа при торможении.

8.2 Особенности течения газа в соплах и диффузорах

Диффузоры (рисунок 26):

$$dq = dU + Pdv + vdP - vdP = dU + d(Pv) - vdP = di - vdP;$$

$$dq = di - vdP(22);$$

$$dq = di + \frac{dW^2}{2}.$$

С другой стороны

$$di - vdP = di + \frac{dW^2}{2},$$

$$\frac{dW^2}{2} = -vdP = dl_0,$$

где l_0 - располагаемая работа - приращение внешней кинетической энергии тела.

$$dl_0 = \frac{dW^2}{2} = WdW = -vdP.$$

$$WdW = -vdP(23) \text{ или } di = -dl_0.$$

В (23) dW и dP имеют обратные знаки, т.е. при обратном процессе увеличение скорости всегда связано с понижением давления, и наоборот, уменьшение скорости сопровождается повышением давления.

Каналы, в которых происходит расширение газа с $\downarrow P$ ($dP < 0$) и увеличением скорости ($dW > 0$), называют диффузорами - кинетическая энергия потока превращается в потенциальную энергию давления.

Сопло (рисунок 26):

$$G = \frac{F \cdot W}{v} \text{ или } G \cdot v = F \cdot W, \text{ дифференцируя левую и правую часть уравнения, по-}$$

лучим:

$$\frac{dW}{W} + \frac{dF}{F} = \frac{G}{W \cdot F} \cdot dv + \frac{G}{W \cdot F} \cdot dG \rightarrow dG = const.$$

$$\frac{dW}{W} + \frac{dF}{F} = \frac{dv}{v};$$

$$\frac{dF}{F} = \frac{dv}{v} - \frac{dW}{W}.$$

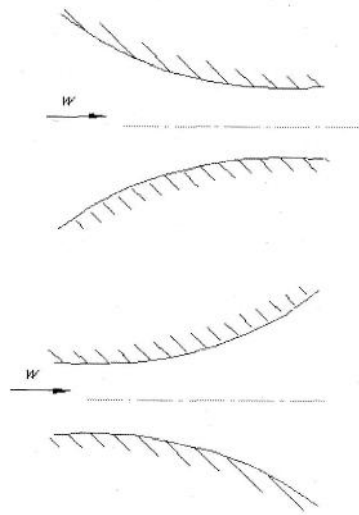


Рисунок 26 – Изображения диффузора и сопла

На основании законов термодинамики можно получить следующее уравнение, устанавливающее соотношение между формой сопла и скоростью течения газа:

$$\frac{dF}{F} = \left(\frac{a^2 - W^2}{k \cdot P \cdot W^2} \right) \cdot dP \quad (24)$$

где $a = \sqrt{kRT}$, м/с - скорость звука.

Проанализируем эту формулу для сопла и диффузора:

Сопло:

$$dW > 0; dv > 0; dP < 0,$$

где W - скорость на входе в сопло.

$$1) W < a \rightarrow (a^2 - W^2)^2 > 0;$$

Поскольку $dP < 0$, то $\frac{dF}{F} < 0$.

Для ускорения дозвукового потока сопло должно быть суживающимся в направлении движения газа.

$$2) W > a \rightarrow (a^2 - W^2) < 0; \frac{dF}{F} > 0.$$

Предположим, что $\frac{dF}{F} < 0$, т.е. применяя аналогичный метод исследования для диффузора, мы получаем следующую форму канала. Практически такой диффузор неосуществим, т.к. появляется прямой скачок уплотнения.

Предположим, что $W_1 < a$; $W_2 > a$, тогда $(a^2 - W^2) < 0$, но это возможно лишь при $dP < 0$, т.е. это уже диффузор.

Таким образом можно сделать вывод: нельзя достичь скорости газового потока больше скорости звука в суживающемся сопле. Максимальную скорость, которую можно достичь в суживающемся сопле, это $W = W_{кр} = a$ - скорость звука.

Из проведенного выше анализа видно, что для того, чтобы разогнать газовый поток до скорости, превышающей скорость звука, необходимо сначала применить суживающееся, а затем расширяющееся сопло Лавала (рисунок 27).

Поведение газа в потоке существенно различно при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях движения:

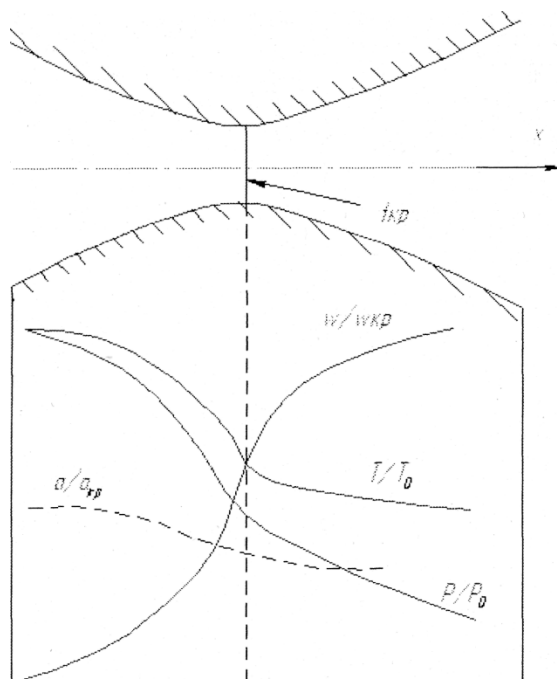


Рисунок 27 – Сопло Лавала и изменение газодинамических параметров в нем

1) Влияние изменения сечения канала на дозвуковой и сверхзвуковой потоки прямо противоположно;

2) Возмущения, вносимые в сверхзвуковой поток внешними препятствиями, распространяются не на весь поток, а только в ограниченной области, расположенной вниз по потоку от источника возмущений.

В дозвуковом же потоке возмущения распространяются и вверх по потоку, т.е. на весь поток.

8.3 Критическое сечение канала. Критические параметры

Переход через границу скорости звука резко меняет свойства потока газа. Поэтому, то сечение канала, в котором достигается скорость движения потока, равная скорости звука, называется критическим сечением.

Как известно, это самое меньшее сечение. Все параметры в этом сечении при $W = a$, называются критическими. Значения критических параметров газа зависят от природы газа и от его начального состояния. $a = \sqrt{kRT} = \sqrt{kPv}$, $W_{кр}, F_{кр}, G_{кр}, P_{кр}, T_{кр}, v_{кр}$, т.е. от значения параметров торможения.

Истечение газа из неограниченной ёмкости через суживающееся сопло:

Пусть имеем резервуар, размеры которого достаточно большие. В нем находится газ, вытекающий через суживающееся сопло. Обозначим параметры газа в резервуаре через P_1, v_1, T_1 . Значения этих параметров из-за размеров резервуара не должны меняться с

течением времени. Начальную скорость газа примем равной нулю $W_1 = 0$. Температуру, удельный объем, давление и скорость на выходе сопла обозначим через T_2, v_2, P_2, W_2

Считаем течение изэнтропным. Тогда:

$$i_2 - i_1 = -\frac{W_2^2 - W_1^2}{2},$$

Поскольку $W_1 = 0$, то $W_2 = \sqrt{(i_1 - i_2) \cdot 2}$, поскольку $i = C_p \cdot T$, то:

$$W_2 = \sqrt{2C_p(T_1 - T_2)} = \sqrt{2C_p T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)},$$

$$\text{т.к. } C_p = C_v + R \rightarrow 1 = \frac{1}{k} + \frac{R}{C_p},$$

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

$$W_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot RT_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}, \frac{\text{м}}{\text{с}};$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot RT_1 \cdot \left[1 - (\beta)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \quad (25);$$

$$G = \rho \cdot F \cdot W_2 = \frac{F}{v} \cdot \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot RT_1 \cdot \left[1 - (\beta)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = F_2 \cdot \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot \frac{P_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}}\right]} \quad (26).$$

При истечении газа из резервуара можно получить максимальный расход газа. Его значение определяется давлением на срезе сопла. Для определения максимального G возьмем производную от выражения в квадратных скобках.

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

Отношение давлений, при котором скорость на выходе будет равна местной скорости звука, называется критическим отношением давлений, а скорость называется критической скоростью истечения. $\beta_{кр} = f(k)$ Для воздуха $\beta_{кр} = 0.528, k = 1.4$

$$G = F_2 \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k-1} \cdot \frac{P_1}{v_1} \cdot \left[\beta_{кр}^{\frac{k+1}{k-1}} - \beta_{кр}^{\frac{k+1}{k-1}}\right]}.$$

Параметры газа, которые он имеет в критическом состоянии, называются критическими.

Величине максимального расхода соответствует значение критической скорости $W_{кр}$ (рисунок 28).

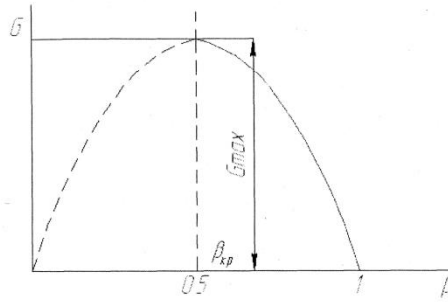


Рисунок 28 – Зависимость расхода от критического отношения давлений

$$G_{\max} = F \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k+1} \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k+1}} \cdot \frac{P_1}{v_1}} \quad (27)$$

$$W_{\max} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \cdot RT_1} \quad (28)$$

1) $G = 0$ при $P_2 = P_1$ и $P_2 = 0$.

2) $\beta_{кр} < \beta < 1$ - докритический режим истечения.

$W_2 < a$; $P_2 \downarrow \rightarrow \beta \downarrow \rightarrow W_2 \uparrow$ и $G_T \uparrow$

3) $P_2 = P_{кр}$; $\beta = \beta_{кр}$; $W_2 = a = W_{кр} = W_{max}$

$G = G_{max}$ - критический режим истечения (расчетный режим истечения).

4) $P_2 < P_{кр}$, $\beta < \beta_{кр}$

$$U = W - a.$$

Опытным путем установлено, что расход газа через суживающееся сопло имеет максимум при $P = P_{кр}$, но при дальнейшем понижении давления расход остается постоянным, равным максимуму.

Установившееся на срезе сопла давление $P_{кр}$ соответствует наличию критической скорости, равной скорости звука, причем эта максимальная скорость, которую может иметь газ при истечении через суживающееся сопло. При этом уменьшение внешнего давления внутри сопла не передается, оно как бы является потоком, движущимся с той же скоростью.

Сверхкритический режим можно реализовать соплом Лавалья.

При расчете течения газа через сопла могут встречаться два принципиально различных случая в зависимости от отношения давления среды, в которую вытекает газ, к давлению в сосуде. Это различие связано с особенностями дозвукового и сверхзвукового движения газа.

а) Отношение давлений больше критического (докритический перепад давлений)

В этом случае течение в сопле будет дозвуковым. В выходном сечении канала давление будет точно равно давлению окружающей среды, т.е. газ будет вытекать под воздействием полной разности давлений $P_1 - P_{ср}$.

Теоретически расход и скорость рассчитываются по формулам (25) и (26), куда подставляется $\beta = \beta_{cp} = \frac{P_{cp}}{P_1}$.

Если расход известен, то можно найти выражение для определения площади выходного сечения сопла, необходимой для пропускания данного расхода.

Скорость истечения и удельный расход газа при докритическом перепаде давлений не зависит от площади выходного сечения сопла, а полный расход прямо пропорционален площади выходного сечения.

б) Отношение давлений меньше критического.

$$\beta_{cp} = \frac{P_{cp}}{P_1} < \beta_{кр}.$$

Давление газа в выходном сечении, несмотря на понижение давления в окружающей среде, остается постоянным и равным критическому давлению.

$$P_{вых} = \beta_{кр} \cdot P_1.$$

Выходное, минимальное сечение суживающегося сопла при сверхкритическом перепаде давлений является критическим сечением.

Скорость истечения здесь максимальна и определяется по формуле (28).

1) Режим истечения

$$2) \beta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{1}{10} = 0,1 < \beta_{кр};$$

3) Сверхкритический режим истечения.

$$4) \frac{P'_2}{P_1} = 0,5 = \beta_{кр};$$

5)

$$6) P'_2 = 0,5 \cdot 10 = 5 \text{ атм.}$$

8.4 Процессы смешения

Рассмотрим процесс смешения, происходящий в некотором сосуде с постоянным объемом V . Пусть сосуд разделен перегородкой на 2 отсека, содержащим газы с параметрами $P_1, V_1, T_1, U_1, P_2, V_2, T_2, U_2$ - Массы газов m_1 и m_2 .

После смешения, если убрать перегородку, давление по всему объему выровняется. Значение параметров после смешения P, T, V, U .

В такой системе:

$$V = V_1 + V_2 = const;$$

$$U = U_1 + U_2 = const;$$

$$m = m_1 + m_2;$$

$$U(m_1 + m_2) = U_1 m_1 + U_2 m_2.$$

$$U = \frac{U_1 m_1 + U_2 m_2}{m_1 + m_2}.$$

Поскольку $U = C_v \cdot T$; $U_x = C_v \cdot T_x$; $U_2 = C_v \cdot T_2$, имеем:

$$C_v \cdot T_1 = \frac{C_v \cdot T_1 \cdot m_1 + C_v \cdot T_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2};$$

$$T = \frac{T_1 \cdot m_1 + T_2 \cdot m_2}{m} = \frac{T_1 \cdot m_1 + T_2 \cdot m_2}{m_1 + m_2}.$$

Давление смеси после смешения определяется по уравнению Клапейрона:

$$p = \frac{(m_1 + m_2) \cdot R \cdot T}{V}.$$

8.4.1 Процесс смешения в потоке

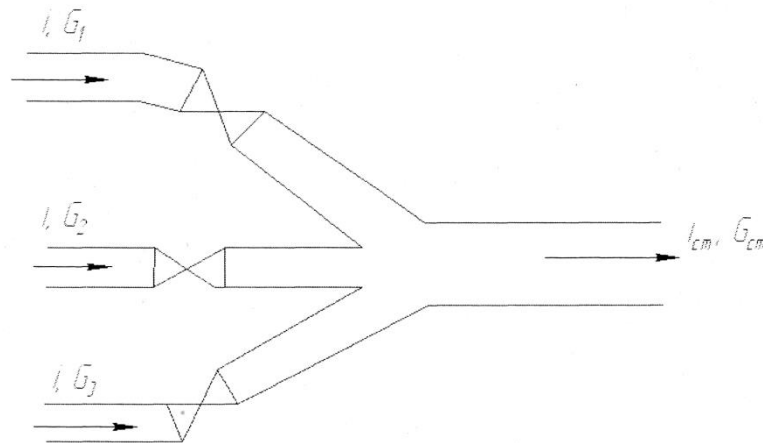


Рисунок 29 – Схема смешения потоков

$$I_2 + I_1 + I_3 = I;$$

$$i_1 G_1 + i_2 G_2 + i_3 G_3 = i \cdot G;$$

$$i = \frac{i_1 G_1 + i_2 G_2 + i_3 G_3}{G};$$

$$C_{pсм} \cdot T_{см} = \frac{C_p \cdot T_1 \cdot G_1 + C_p \cdot T_2 \cdot G_2 + C_p \cdot T_1 \cdot G_1}{G_1 + G_2 + G_3};$$

$$T_{см} = \frac{T_1 \cdot G_1 + T_2 \cdot G_2 + T_3 \cdot G_3}{G_1 + G_2 + G_3};$$

$$P_{см} = \frac{(G_1 + G_2 + G_3) \cdot R \cdot T}{V};$$

$$P = \frac{R \cdot T}{V}.$$

8.4.2 Процессы смешения при заполнении объема

Во втекаемый объем привносится энергия газового потока, равная величине энтальпии:

$$I_2 = G_2 \cdot C_p \cdot T_2.$$

Внутренняя энергия смеси газов в объеме будет складываться из:

$$U_{см} = U_1 + I_2, \text{ тогда}$$

$$G_{\Sigma} = C_V \cdot T_{см} = C_V \cdot T_1 \cdot G_1 + C_V \cdot T_2 \cdot G_2.$$

$$T_{см} = \frac{T_1 \cdot G_1 + k \cdot G_2 \cdot T_2}{G_1 + G_2}.$$

Давление после смешения:

$$p = \frac{(G_1 + G_2) \cdot R \cdot T}{V_1}.$$

Лекция 9

9.1 Компрессор. Основные процессы в одноступенчатом компрессоре

Назначение компрессора состоит в сжатии газа и непрерывной подачи его к месту потребления. Компрессор - один из основных агрегатов газотурбинных, поршневых и комбинированных авиационных двигателей.

В поршневых двигателях сжатие воздуха происходит в цилиндрах.

Если двигатель комбинированный, то сжатие воздуха или топливоздушная смесь предварительно осуществляется в компрессоре.

Применение наддува было вызвано стремлением увеличить высотность двигателя, т.к. с увеличением высоты мощность простого двигателя падает вследствие понижения плотности атмосферного воздуха.

В газотурбинных двигателях во время полета сжатие воздуха происходит как в струе набегающего потока на входе в двигатель (динамическое сжатие), так и в компрессоре.

Компрессор газотурбинного двигателя предназначен для сжатия воздуха перед поступлением его в камеры сгорания.

Применение компрессора обеспечивает получение больших мощностей двигателя, а также силы тяги при работе двигателя на земле.

По способу сжатия воздуха или газа компрессоры можно различить на:

1) *Объемные компрессоры* (поршневые, шестеренчатые, ротационные). Давление в них повышается при непосредственном уменьшении объема газа, поступившее в рабочее пространство компрессора.

2) *Центробежные, осевые, диагональные*. Сжатие в них осуществляется в 2 этапа:

а) газ получает некоторую скорость, приобретает кинетическую энергию;

б) происходит преобразование кинетической энергии в потенциальную энергию давления.

Несмотря на конструктивные различия компрессоров с термодинамической точки зрения, процессы сжатия, происходящие в них одинаковы, поэтому термодинамические основы процессов сжатия газа или воздуха рассмотрим применительно к поршневому компрессору, как наиболее простому.

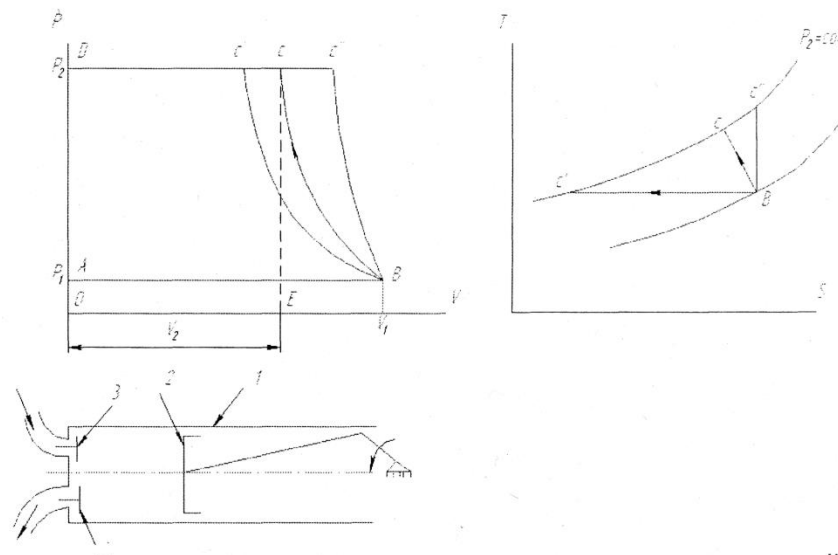


Рисунок 30 – Цикл компрессора в P-V и T-s диаграммах и устройство поршневого компрессора

При ходе поршня вправо, открывается всасывающий клапан и цилиндр при неизменном давлении поступает газ.

При обратном ходе поршня и закрытых клапанах этот газ сжимается. При достижении заданного давления, открывается нагнетательный клапан и при движении поршня справа налево происходит выталкивание сжатого газа (при постоянном давлении) к потребителю.

AB - линия всасывания газа в цилиндр;

BC - линия сжатия; CD-линия выталкивания.

AB и CD - не являются термодинамическим процессом - циклом.

Линия сжатия в зависимости от количества теплоты, отбираемой от газа при его сжатии, может быть изотермой.

BC' - изотерма;

BC'' - адиабата;

BC - политропа.

Площадь ABCD - работа, затраченная на получение 1 кг сжатого газа в одноступенчатом компрессоре.

$$\text{пл } ABCD = \text{пл } CBOE + \text{пл } BCEF - \text{пл } ABFO,$$

$$\text{где пл } CDOE = I_{\text{выт}} = P_2 V_2$$

$$\text{пл } BCEF = I_{\text{сж}} = \int_{V_1}^{V_2} P dV - \text{ работа сжатия};$$

$$\text{пл } ABFO = P_1 V_1 - \text{ работа всасывания.}$$

$$I = I_{BC} + I_{CЖ} - I_{\text{выт}} = P_1 V_1 + \int_{V_1}^{V_2} P dV - P_2 V_2 - \underline{\text{механическая работа процесса сжатия.}}$$

9.2 Работа и мощность на привод компрессора

- 1) Изотермическое сжатие ВС, поскольку $P_1V_1=P_2V_2$,

то для 1 кг:

$$l_{из} = RT_1 \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} = -RT_1 \cdot \ln \frac{P_2}{P_1};$$

- 2) Адиабатное сжатие

$$l_{ад} = P_1V_1 - \frac{1}{k-1}(P_2V_2 - P_1V_1) = -\frac{k}{k-1}(P_2V_2 - P_1V_1) = -\frac{k}{k-1}P_1V_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right].$$

$L_{ад} = G \cdot l_{ад}$ - адиабатная работа при расходе $G, \frac{\text{кг}}{\text{с}}$ газа.

- 3) Политропный процесс

$$l_{пол} = -\frac{m}{m-1}P_1V_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right].$$

$$l_{из} < l_{пол} < l_{ад}.$$

9.3 Многоступенчатый компрессор

Применяется для получения сжатого газа высокого давления. Сжатие газа в нем осуществляется в нескольких цилиндрах с промежуточным охлаждением сжимаемого газа между ступенями. Охлаждение газа после каждой ступени производится при постоянном давлении.

Многоступенчатое сжатие позволяет:

- 1) снизить температуру газа в конце сжатия, применяя промежуточное охлаждение и обеспечить надежную эксплуатацию компрессора;
- 2) понизить мощность, идущую на привод компрессора за счет работы, сэкономленной при охлаждении газа в холодильнике.

$$l = -\frac{n}{n-1}RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right] - \frac{n}{n-1}RT_1 \left[\left(\frac{P_3}{P_2} \right)^{\frac{n}{n-1}} - 1 \right] = -\frac{n}{n-1}RT \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n}{n-1}} + \left(\frac{P_3}{P_2} \right)^{\frac{n}{n-1}} - 2 \right].$$

При расчете многоступенчатых компрессоров важно решить вопрос о распределении общего перепада давлений между ступенями.

Задача отыскания минимума работы сводится к определению минимума выражения:

$$k = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n}{n-1}} + \left(\frac{P_3}{P_2} \right)^{\frac{n}{n-1}}.$$

Полагая, что P_1 и P_3 - величины постоянные, то продифференцировав k по P_2 и приравняв к нулю, получим:

$$\frac{dk}{dP_2} = \frac{n-1}{n} \left(\frac{1}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \cdot (P_2)^{\frac{n-1}{n}} + \left(-\frac{n-1}{n} \right) \cdot (P_3)^{\frac{n-1}{n}} \cdot (P_2)^{-\frac{n-1}{n}} = 0;$$

$$\left(\frac{1}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \cdot (P_2)^{\frac{n-1-n}{n}} - (P_3)^{\frac{n-1}{n}} \cdot \frac{n-1}{n} \cdot (P_2)^{-\frac{n+1-n}{n}} = 0;$$

$$P_1^{\frac{1-n}{n}} \cdot P_2^{-\frac{1}{n}} - P_3^{\frac{n-1}{n}} \cdot P_2^{\frac{-2n+1}{n}} = 0;$$

$$P_1^{\frac{1-n}{n}} \cdot P_2^{-\frac{1}{n}} = P_3^{\frac{n-1}{n}} \cdot P_2^{\frac{-2n+1}{n}} = 0;$$

$$P_1^{\frac{1-n}{n}} = P_3^{\frac{n-1}{n}} \cdot P_2^{\frac{-2n+1+1}{n}};$$

$$\frac{P_1^{\frac{1-n}{n}}}{P_3^{\frac{n-1}{n}}} = P_2^{\frac{-2n+1+1}{n}};$$

$$P_3^{\frac{n-1}{n}}$$

$$\left(P_1 \cdot P_3 \right)^{\frac{1-n}{n}} = P_2^{\frac{2(n+1)}{n}};$$

$$P_1 \cdot P_3 = P_2^2;$$

$$P_1 \cdot P_2 = P_3 \cdot P_2;$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_2};$$

$$P_1 \cdot P_2 = P_3 \cdot P_2;$$

$$P_2 = \sqrt{P_1 \cdot P_3}.$$

Для 3-х ступеней:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_3}{P_2} = \frac{P_4}{P_3} = \left(\frac{P_4}{P_1} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Для n ступеней:

$$\frac{P_{i+1}}{P_i} = \left(\frac{P_n}{P_1} \right)^{\frac{1}{n}}.$$

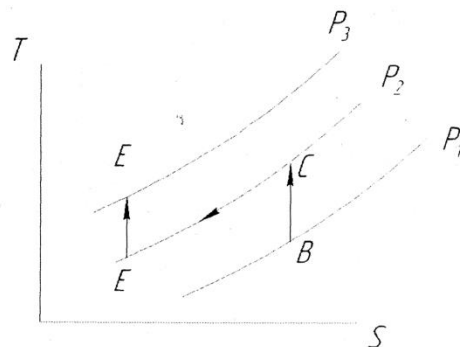


Рисунок 31 – Цикл сжатия в многоступенчатом компрессоре

9.4 Теоретические циклы двигателей с наддувом

Повышение давления в начале сжатия с целью увеличения удельной работы (среднего давления) цикла, называется *наддувом*.

В автомобильном и тракторном двигателях наддув осуществляется за счет предварительного сжатия воздуха или ТВС в компрессоре. Привод компрессора может быть механическим, непосредственно от вала двигателя, или газовым от газовой турбины, работающей за счет энергии выпускных газов поршневого двигателя. Кроме того, повышение давления в начале сжатия возможно получить за счет использования скоростного напора, инерционных и волновых явлений во впускной системе двигателя, т.е. за счет так называемого *инерционного наддува*.

При инерционном наддуве и наддуве компрессором с механическим приводом, характер теоретических циклов не изменяется. Изменяются только конкретные значения термодинамических параметров, зависящие от изменения давления и температуры в конце впуска. В реальном двигателе часть мощности затрачивается на привод компрессора.

При газотурбинном наддуве получается комбинированный двигатель, состоящий из поршневой части, газовой турбины и компрессора.

Схемы комбинированных двигателей представлены на рисунке 32.

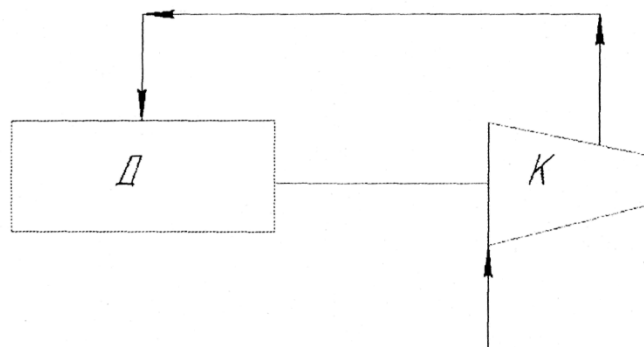


Рисунок 32 – Схема комбинированного двигателя

- 1) Механическая схема привода нагнетателя, при этой системе наддува воздух подается нагнетателем, приводящим во вращение от коленчатого вала двигателя.

В качестве наддувного агрегата можно использовать центробежные, поршневые, роторно-шестеренчатые нагнетатели. Наддув по этой системе увеличивает мощность двигателя, если прирост мощности от нагнетателя превышает мощность, потребляемую приводом. Следует отметить, что этот избыток мощности уменьшается по мере уменьшения нагрузки двигателя вследствие увеличения относительной работы, затрачиваемой на привод нагнетателя.

Из-за расхода части полезной работы двигателя на привод нагнетателя, его экономичность снижается.

В качестве наддувных агрегатов обычно используются нагнетатели объемного типа и центробежные компрессоры.

Центробежные компрессоры компактны вследствие их большой быстроходности. Однако надежность механического привода центробежного компрессора и повышенная шумность при работе снижает его достоинства.

Приводные центробежные компрессоры используют для наддува 4-х тактных двигателей. В 2-х тактных двигателях наибольшее распространение имеют объемные нагнетатели.

- 2) Нагнетатели с газотурбинным наддувом: турбокомпрессором (рисунок 33).

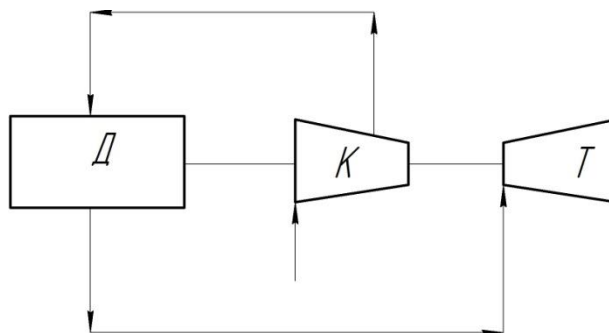


Рисунок 33 – Схема двигателя с турбокомпрессором

Газовая турбина работает на выпускных газах двигателя, энергия которых используется турбиной для привода компрессора. Газовая связь турбины с двигателем обеспечивает наиболее приемлемую компоновку всего наддувочного агрегата и простоту его конструктивного выполнения.

- 3) Комбинированный наддув предусматривает наличие механического привода нагнетателя от двигателя и газовой связи с ним.

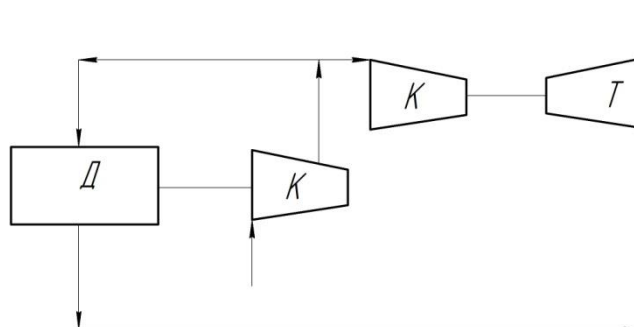


Рисунок 34 – Схема двигателя с комбинированным наддувом

- 4) Турбокомпрессор механически связан с коленчатым валом двигателя.

Такая компоновка позволяет при избытке мощности газовой турбины отдавать ее на коленчатый вал двигателя, а при недостатке - отбирать от двигателя. Если $N_T = N_k$, то энергия не перераспределяется.

Комбинированный наддув применяется в основном в двигателях большой мощности.

В агрегатах турбонаддува применяют радиальные и осевые турбины и компрессоры. Осевые компрессоры не нашли широкого распространения при наддуве автомобильных двигателей $\pi_k < 1.8$, поэтому необходимо использовать многоступенчатый компрессор, и большие потери при малых расходах и малых размерах силовых аппаратов и лопатках турбины в радиальных зазорах.

Степень повышения давления в центробежных компрессорах $\pi_k = 3.5 \div 3.9$ и до $\pi_k =$

4.5 ÷ 5.0.

Газовые турбины и компрессоры могут быть радиальными и осевыми. Чаще используют радиальные.

Одной из главных задач при внедрении газотурбинного наддува является создание оптимальных условий для более полного использования энергии выпускных газов.

В современных автомобильных и тракторных двигателях применяют следующие системы наддува:

- 1) импульсные - с переменным давлением газов в выпускном коллекторе;
- 2) изобарные - с постоянным давлением газов в выпускном коллекторе;
- 3) комбинированные - с отдельным выпускным коллектором и общим изобарным корпусом турбины.

9.5 Детандеры

Машины, в которых происходит расширение рабочего тела для получения работы или охлаждения газов в холодильной установке, называют *детандерами* (рисунок 35). К таким машинам относятся также пневмодвигатели, паровые машины, паровые и газовые турбины.

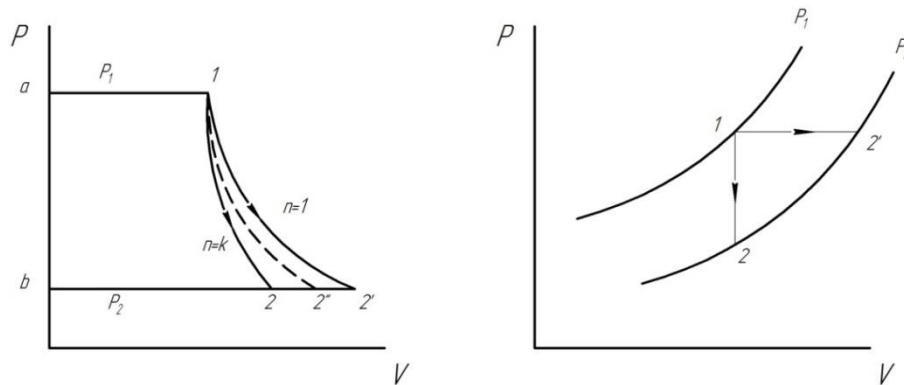


Рисунок 35 – Циклы детандерных установок в P-V координатах

$$L_{Д АД} = - \int_{P_2}^{P_1} V dP = -\Delta h = (h_1 - h_2) = C_p (T_1 - T_2);$$

$$L_{Д АД} = - \int_{P_2}^{P_1} V dP = - \int_{P_2}^{P_1} \frac{const}{P^k} dP = -P_1 V_1^k \int_{P_2}^{P_1};$$

$$L_{Д АД} = C_p T_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = C_p T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right];$$

$$C_p - C_v = R; \quad k = \frac{C_p}{C_v}; \quad C_v = \frac{C_p}{k};$$

$$C_p - \frac{C_p}{k} = R;$$

$$C_p \left(1 - \frac{1}{k}\right) = R;$$

$$C_p = \frac{R}{1 - \frac{1}{k}} = \frac{Rk}{k-1};$$

$$L_{Д АД} = \frac{RT_1 k}{(k-1)} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{k}{k-1} P_1 V_1 \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Для изотермического расширения:

$$L_{Д ИЗОТ} = - \int_{P_1}^{P_2} V dP = - \int_{P_1}^{P_2} \frac{RT}{P} dP = -RT_1 \ln \frac{P_2}{P_1} = RT_1 \ln \frac{P_1}{P_2}.$$

Реализовать изотермический процесс расширения в детандере трудно, но можно приблизиться к нему, если в процессе многоступенчатого расширения от P_1 до P_2 подавать теплоту между ступенями (установка промежуточной камеры сгорания между ступенями газовой турбины).

Мощность детандера, снимаемая с вала детандера в единицу времени:

$$N_{Д} = \frac{GL_{Д}}{1000}.$$

Совершенство работы детандера может быть оценено значением относительного КПД:

$$\eta_{Д} = \frac{N_e}{N_{Д}}.$$

N_e - действительная мощность, снимаемая с вала детандера.

$$\eta_{Д} = 0.82 \div 0.85.$$

9.6 Термический КПД комбинированного двигателя

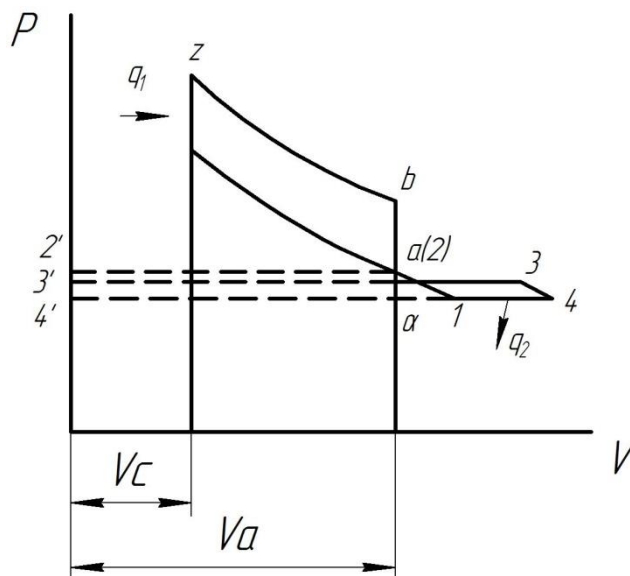


Рисунок 36 – Цикл комбинированного двигателя в P-V координатах

$\varepsilon = \frac{V_0}{V_c}$ - степень сжатия в цилиндре ПД;

$\lambda = \frac{P_Z}{P_C}$ - степень повышения давления в процессе горения $\left(\lambda = \frac{T_Z}{T_C} \right)$;

$\pi_k = \frac{P_2}{P_1}$ - степень повышения давления в компрессоре;

$\pi_T = \frac{P_3}{P_4}$ - степень повышения давления в турбине.

Последовательность работы машин (рисунок 36):

1. Сжатие рабочего тела в компрессоре: 4'-1-2-2';
2. Работа ПД: 2'-a-c-z-b-d-3';
3. Работа выпускных газов в турбине: 3'-3-4-4'.

$$\eta_i = \frac{L_{\Sigma}}{q_1}$$

где L_{Σ} - работа L_{t1} , совершаемая в цилиндре ПД + избыток L_{t2} работы расширения выхлопных газов в турбине, над работой сжатия рабочего тела в компрессоре, т.е.

$$\eta_i = \frac{L_{t1} + L_{t2}}{q_1}.$$

$$\begin{aligned} L_{t1} &= q_1 \cdot \eta_i = q_1 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right) = C_v (T_Z - T_C) \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right) = \\ &= C_v T_C (\lambda - 1) \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right) = C_v T_a \varepsilon^{k-1} (\lambda - 1) \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \right) = \\ &= C_v T_a (\lambda - 1) (\varepsilon^{k-1}) - 1; \end{aligned}$$

$$L_{t2} = L_{pad} + V_a (P_a - P_d) - L_{cad} (*);$$

$$q_1 = C_v T_a (\lambda - 1) \varepsilon^{k-1}.$$

Адиабатическая работа расширяющихся газов в турбине:

$$L_{pad} = C_p T_3 - C_p T_4 = C_p T_3 \left(1 - \frac{1}{\pi_T^{\frac{k}{k-1}}} \right);$$

Работа идеальных насосных ходов в поршневой части комбинированного двигателя:

$$V_a (P_a - P_d) = R (T_2 - T_d);$$

Адиабатическая работа сжатия воздуха в компрессоре:

$$L_{C_{ad}} = C_p T_2 - C_p T_1 = C_p T_2 \left(1 - \frac{1}{\pi_k^{\frac{k-1}{k}}} \right).$$

Баланс внутренней энергии продуктов сгорания на выходе из цилиндра (поршневой части) и на входе в турбину: $C_v T_B = C_v T_3 + P_3 (V_3 - V_d) = C_v T_3 + RT_3 - RT_d = C_p T_3 - RT_d$;

Откуда:

$$T_3 = \frac{C_v}{C_p} T_B + \frac{R}{C_p} T_2 = \frac{P_4}{P_2} T_2 = \frac{\pi_T}{\pi_k} T_2.$$

Следовательно, (т.к. $P_4 = P_1$) температуру газов перед турбиной T_3 можно связать с T_B и T_2 , выражаем:

$$T_3 = \frac{T_B}{k} + \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\pi_T}{\pi_k} T_2.$$

Подставляем полученные выражения в L_{t2} , т.е. в (*):

$$\begin{aligned} L_{t2} &= C_p T_3 - \frac{C_p T_3}{\pi_k^{\frac{k-1}{k}}} - C_p T_2 - \frac{C_p T_2}{\pi_k^{\frac{k-1}{k}}} + RT_2 - RT_d = \\ &= \frac{C_p T_2}{\pi_k^{\frac{k-1}{k}}} + C_v (T_B - T_2) - \frac{C_p}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}}} \left[\frac{T_B}{k} + \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\pi_T}{\pi_k} T_2 \right] = \\ &= C_v T_a \left\{ \frac{k}{\pi_k^{\frac{k-1}{k}}} + \left(\frac{T_B}{T_a} - 1 \right) - \frac{k}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}}} \left[\frac{T_B}{k T_a} + \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\pi_T}{\pi_k} \right] \right\} = \\ &\left(m.k. \frac{T_B}{T_z} = \left(\frac{V_z}{V_b} \right)^{k-1} = \left(\frac{V_c}{V_a} \right)^{k-1} = \frac{T_a}{T_c}, \text{ mo } \frac{T_B}{T_a} = \frac{T_z}{T_c} = \frac{P_z}{P_c} = \lambda \right) \\ &= C_v T_a \left\{ \frac{k}{\pi_k^{\frac{k-1}{k}}} + (\lambda - 1) - \frac{k}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}}} \left(\frac{\lambda}{k} + \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\pi_T}{\pi_k} \right) \right\}. \end{aligned}$$

Подставляем выражения L_{t1} , L_{t2} и T_1 в η_t :

$$\begin{aligned}
\eta_t &= \frac{q_1 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}\right)}{q_1} + \frac{L_{t2}}{C_v T_a (\lambda - 1) \varepsilon^{k-1}} = \\
&= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} + \frac{1}{\varepsilon^{k-1} (\lambda - 1)} \left\{ (\lambda - 1) + \frac{1}{\pi_T^{\frac{k-1}{k}}} \left[k - \left(\frac{\pi_k}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot \lambda - \left(\frac{\pi_T}{\pi_k}\right)^{\frac{1}{k}} (k-1) \right] \right\} = \\
&= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} + \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} + \frac{[]}{\varepsilon^{k-1} (\lambda - 1) \pi_T^{\frac{k-1}{k}}} = 1 + \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \left\{ -1 + 1 + \frac{[]}{(\lambda - 1) \pi_T^{\frac{k-1}{k}}} \right\} = \\
&= 1 - \frac{[]}{\varepsilon^{k-1} (\lambda - 1) \pi_k^{\frac{k-1}{k}}} = \\
&\left(m.k. \pi_k = \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k = \varepsilon_{нагнетателя}^k, \text{ то } \pi_k^{\frac{k-1}{k}} = \varepsilon_{нагн}^k \text{ и } \varepsilon^{k-1} \cdot \varepsilon_{нагн}^k = \varepsilon_{\Sigma}^k \right) \\
&= 1 - \frac{1}{\varepsilon_{\Sigma}^k} \cdot \frac{[]}{\lambda - 1}.
\end{aligned}$$

Таким образом:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon_{\Sigma}^k} \left[\frac{\lambda}{\lambda - 1} \left(\frac{\pi_k}{\pi_T}\right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{k-1}{\lambda - 1} \left(\frac{\pi_T}{\pi_k}\right)^{\frac{1}{k}} - \frac{k}{\lambda - 1} \right].$$

Лекция 10

10.1 Циклы газотурбинных установок

Вследствие ограниченности размеров цилиндров поршневых двигателей внутреннего сгорания в них невозможно полное адиабатное расширение продуктов сгорания до давления окружающей среды. Вместе с тем полное расширение продуктов сгорания обеспечивает больший КПД двигателя при всех прочих равных условиях.

Полное адиабатное расширение продуктов сгорания оказывается осуществить в газовых турбинах.

10.2 Цикл ГТУ со сгоранием при $P = \text{const}$

Компрессор приводимый в движение газовой турбиной, подает сжатый воздух в камеру сгорания, в которую через форсунку впрыскивается жидкое топливо, подаваемое насосом, находящимся на валу турбины.

Продукты сгорания расширяются в сопловом аппарате и частично на рабочих лопастях выбрасываются в атмосферу.

Цикл изображен на рисунке 37.

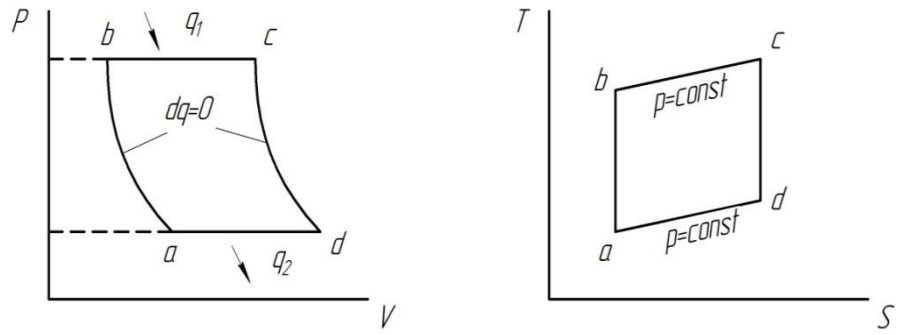


Рисунок 37 – Цикл Брайтона на P-V и T-s диаграммах

$\pi = \frac{P_b}{P_a}$ - степень повышения давления воздуха;

$\rho = \frac{V_c}{V_b}$ - степень предварительного расширения;

π_D - степень повышения давления в диффузоре;

Известно: $P_a, T_a, C_p, k, \pi_k = \frac{P_b}{P_a}$.

Найти: η_t .

$$\eta_t = \frac{l_y}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1};$$

$$|q_2| = C_p(T_d - T_a);$$

$$q_1 = q_{b-c} = C_p(T_c - T_b);$$

$$q_2 = q_{d-a} = C_p(T_a - T_d).$$

Процесс (a-b) адиабатный:

$$\frac{T_a}{T_b} = \left(\frac{P_a}{P_b} \right)^{\frac{k-1}{k}};$$

$$\frac{T_a}{T_b} = \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}};$$

$$T_b = T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}}.$$

Процесс (b-c) изобарный:

$$\frac{V_c}{V_b} = \frac{T_c}{T_b} \rightarrow T_c = T_b \cdot \frac{V_c}{V_b};$$

Закон Гей-Люссака:

$$T_c = T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho.$$

Процесс (c-d) адиабатный:

$$\frac{T_d}{T_c} = \left(\frac{P_d}{P_c} \right)^{\frac{k-1}{k}};$$

$$P_c = P_b; P_d = P_a;$$

$$\frac{T_d}{T_c} = \left(\frac{P_a}{P_b} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}};$$

$$T_d = T_c \cdot \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}};$$

$$T_d = T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho \cdot \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} = T_a \cdot \rho.$$

Преимущества ГТУ перед ДВС

1. Простота силовой установки;
2. Отсутствие поступательно движущихся частей;
3. Получение больших чисел оборотов, что позволяет существенно снизить вес и габариты установки;
4. Получение больших мощностей в одном агрегате;
5. Осуществление цикла с полным расширением, и тем самым с большим термическим КПД;
6. Применение дешевых сортов топлива (керосин).

10.3 Цикл прямого воздушного реактивного двигателя (ПВРД)

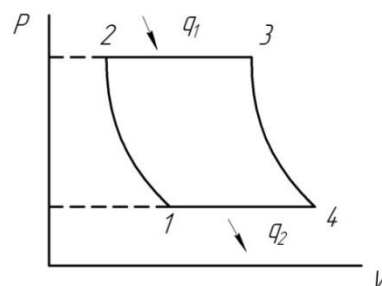
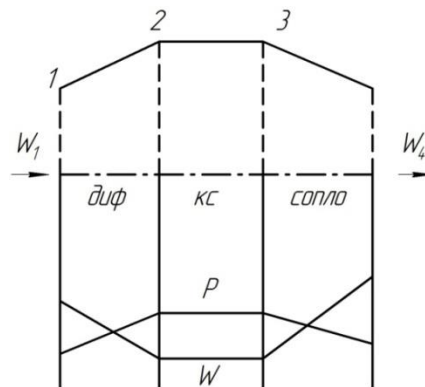


Рисунок 38 – Схематичное изображение и цикл ПВРД в P-V координатах

$$P = G(W_4 - U),$$

G - расход газов, кг/с;

W - скорость истечения газа;

U - скорость летательного аппарата, м/с.

$$W_4 > W_1.$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi_d^{\frac{k-1}{k}}},$$

$\pi_d = \frac{P_2}{P_1}$ - степень повышения давления в диффузоре.

На земле, когда $U = 0, W = 0, G = 0, P = 0 \rightarrow$ это недостаток.

Чем больше W , тем выше π_d и $\rightarrow \uparrow \eta_t$.

Преимущества:

Простота;

Большой ресурс и надёжность работы;

рост η_t и тяги с ростом скорости полёта.

Недостатки:

нет стартовой тяги;

малый КПД и малая экономичность при малых скоростях.

$$\eta_t = 4 \div 5\% \text{ при } W < 1000 \frac{\text{км}}{\text{ч}}.$$

Целесообразно применять при сверхзвуковых скоростях (2М, 3М).

10.4 ГТД с подводом теплоты при $P = \text{const}$

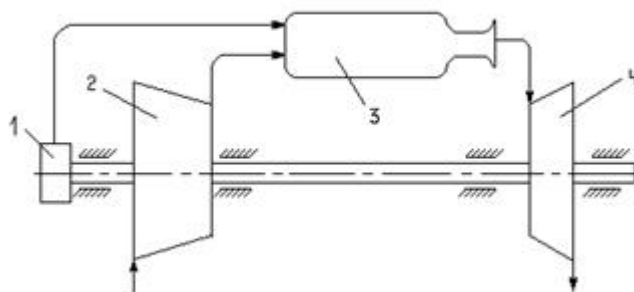


Рисунок 39 – Схема ГТД

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi_{\Sigma}^{\frac{k-1}{k}}},$$

$$\pi_{\Sigma} = \pi_{\text{д}} \cdot \pi_{\text{к}}.$$

10.5 Цикл ЖРД

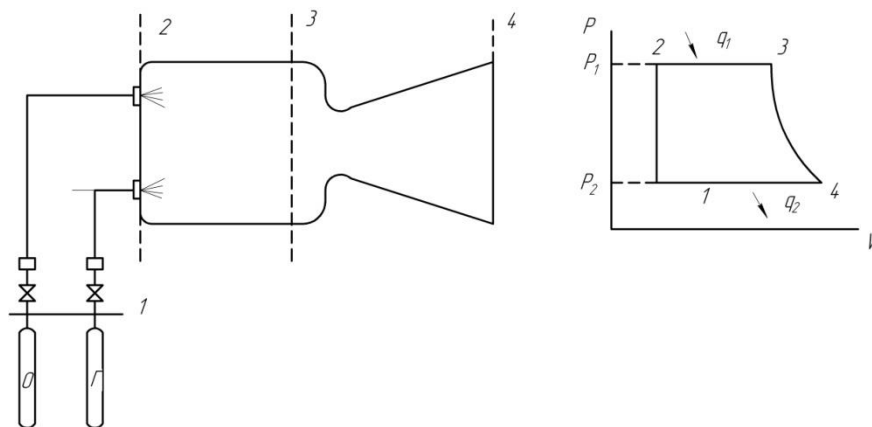


Рисунок 40 – Схематичное изображение и цикл ЖРД в P-V координатах

$$P = G \cdot W_4;$$

$$\delta = \frac{P_4}{P_3}, \quad \delta < 1;$$

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

(1-2) - процесс сжатия топлива в жидком виде ($V = const$);

(2-3) - изобарный процесс сгорания в КС;

(3-4) - адиабатное расширение продуктов сгорания.

Лекция 11

11.1 Реальные газы. Уравнения реальных газов

Рассмотрим процесс изотермического сжатия для реального газа: $PV = RT$.

(1-2) - сжатие ненасыщенного пара.

В точке 2 пар находится в состоянии ненасыщенного пара. Дальнейшее уменьшение объема сопровождается постоянством давления рабочего тела (2-3).

По мере удельного объема, объем паровой фазы непрерывно уменьшается, объем жидкой фазы непрерывно увеличивается: давление и температура остаются без изменения.

В точке 3 рабочее тело находится в жидком состоянии. Дальнейшее незначительное уменьшение объема из-за несжимаемых свойств жидкости приводит к резкому возрастанию давления (3-4).

При сжатии реального газа при температуре, большей, чем t_l изотерма располага-

ется в $P - V$ диаграмме выше, при этом точки 2 и 3 смещаются соответственно вправо и влево.

С ростом температуры размеры горизонтальной полки (2-3) будут непрерывно уменьшаться, и при некоторой температуре, которая называется критической температурой, размеры горизонтальной полки превращаются в точку К.

К - критическое состояние реального газа.

Ни при каких высоких давлениях при сжатии реального газа при температурах больших, чем $T_{кр}$, невозможно перевести газ из состояния пара в жидкое состояние.

Область состояния реального газа, расположенная выше критической температуры, называется областью перегретого пара.

2-х фазная область, лежащая внутри кривой насыщения, каждая точка этой области соответствует вполне конкретному состоянию реального газа по содержанию паровой и жидкой составляющих.

Чтобы оценить процентное или долевое содержание паровой и жидкой фазы, было введено понятие степени сухости реального газа.

Степень сухости - отношение массы сухого пара к массе влажного пара.

$$X = \frac{m_n}{m_{жс} + m_n}$$

11.2 Уравнение Ван-дер-Ваальса

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

P, v, T, R - удельные;

$\frac{a}{v^2}$ - внутреннее давление;

b - собственный объем молекул.

Внутреннее давление - давление, которое

испытывает на себе молекулы газа за счет сил взаимного притяжения со стороны внешнего периферийного слоя молекул, расположенных у стенок сосуда.

Константы a и b являются функцией критической температуры.

$$a = \frac{27}{64} \cdot \frac{R_2 T_{кр}^2}{P_{кр}};$$

$$b = \frac{v_{кр}}{3}$$

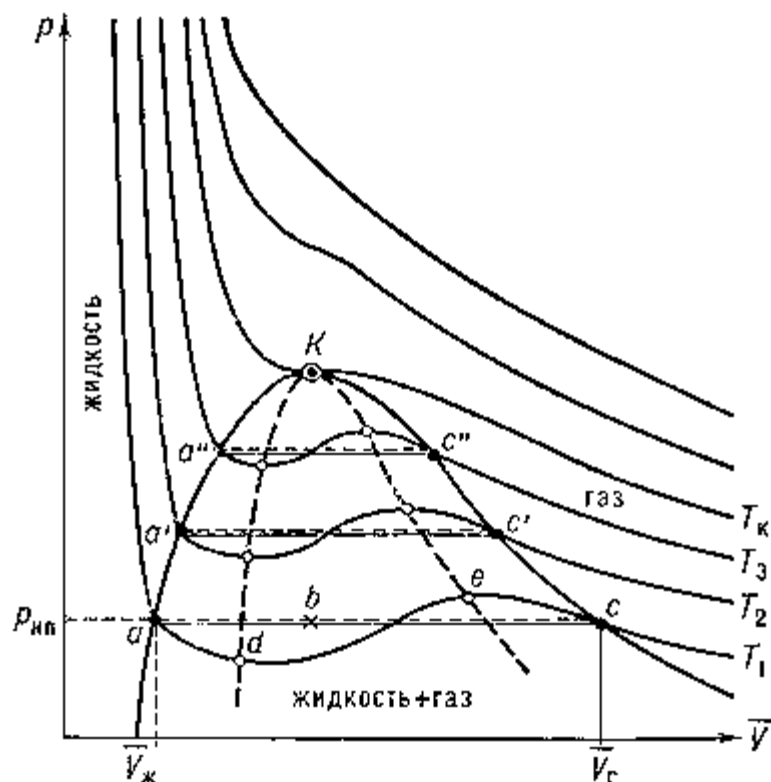


Рисунок 41 – Изменение термодинамических параметров внутри двухфазной области согласно уравнению Ван-дер-Ваальса

11.3 Дросселирование

Дросселирование - падение давления в струе рабочего тела, протекающего через суживающийся участок канала: дроссельный вентиль, заслонка.

Но работа расширения газа при разности ΔP передается вовне, т.е. процесс дросселирования - это существенно необратимый процесс, протекающий в изолированной системе, в которой к потоку рабочего тела теплота извне не подводится.

$$i_1 + \frac{W_1^2}{2} = i_2 + \frac{W_2^2}{2}$$

Если сечения канала до и после сужения одинаковы, то поскольку $G_1 = G_2$, то $W_1 = W_2$. Тогда $i_1 = i_2$ - в результате дросселирования энтальпия газа не меняется. Это справедливо как для идеальных, так и для реальных газов.

Для идеального газа $U = f(v)$, а поскольку при дросселировании $dl = 0$; $dq = 0$, то $dU = 0 \rightarrow dT = 0$, $di = 0$, $i = \text{const}$.

В реальном газе $U = f(v)$, поэтому $dU \neq 0$; $dT \neq 0$; $di = 0$; $i = \text{const}$.

Процесс дросселирования реального газа полностью необратим, т.к. невозможно создать первоначальное давление без затраты работы.

Изменение температуры реального газа при адиабатном дросселировании:

Т.к. $i = f(P, T)$, то:

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_T dP.$$

При $i = \text{const}$ $di = 0$.

Разделив обе части на dP , получим:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i = -\frac{1}{\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial i}\right)_T} = -\frac{\left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_T}{\left(\frac{\partial i}{\partial T}\right)_P}.$$

11.4 Уравнение Вулкиновича-Новикова

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R_1 T,$$

$$R_1 = \left(1 - \frac{C \cdot P}{T^{\frac{5+2m}{2}}}\right),$$

где C и m - опытные константы.

11.5 Уравнение в форме коэффициента сжимаемости

$$Z = \frac{Pv}{RT} = 1 + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \frac{D}{v^3} + \dots,$$

B, C, D , - вириальные коэффициенты.

Эти коэффициенты учитывают взаимодействие 2, 3, 4 и т.д. молекул между собой.

Эти коэффициенты являются функцией температуры и могут быть найдены, если известны зависимости потенциальной энергии.

$$B = f[T, U_{\text{ном}}(r)].$$

Приближенная потенциальная энергия между молекулами может быть найдена с помощью потенциала Леннарда-Джонса.

$$U_{\text{пот}} = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^6 \right].$$

Упот прямо пропорциональна силам отталкивания между молекулами в 12 степени и притяжения в 6 степени.

Из дифференциального уравнения термодинамики:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_T = -\left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P - v\right],$$

Тогда:

$$\left(\frac{\partial i}{\partial P}\right)_i = -\frac{\left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P - v\right]}{C_P} \quad (1).$$

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

$$\left(Pv + \frac{a}{v} - Pb - \frac{a}{v^2} b \right) = RT;$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = P \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P - \frac{a}{v^2} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P - 0 + \frac{2ab}{v^3} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = R.$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{\left(P - \frac{a}{v^2} + \frac{2av}{v^3} \right)} \quad (2);$$

Подставив (2) в (1), получим при $P \rightarrow 0, v \rightarrow \infty$:

$$dT = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{C_p} dP \quad (3);$$

Отношение бесконечно малого изменения температуры к бесконечно малому изменению давления при дросселировании, называется дифференциальным температурным эффектом дросселирования и обозначается:

Адиабатное расширение газа от одного давления p_1 до другого постоянного давления p_2 без совершения внешней работы называется дросселированием. Суть процесса заключается в проходе потока вещества через какое-то препятствие – дроссельный вентиль, заслонку и калиброванное отверстие..

Если давление при дросселировании изменяется незначительно, то изменение температуры:

$$T_2 - T_1 = d_i(P_2 - P_1).$$

При значительном понижении давления:

$$T_2 - T_1 = \int_{P_1}^{P_2} d_i dP.$$

Т.к. $dP < 0$, а $C_p > 0$, то в (3) знак dT будет зависеть от знака $\left(\frac{2a}{RT} - b \right)$

Возможны 3 случая:

1) $dT < 0$;

$$\frac{2a}{RT} - b > 0; \frac{2a}{RT} > b; T < \frac{2a}{bR}.$$

2) $dT > 0; T > \frac{2a}{bR}$;

3) $dT = 0; T = \frac{2a}{bR}$.

Из рассмотрения этих соотношений видно, что в зависимости от природы газа и начальной температуры в результате дросселирования его температура уменьшается, увеличивается или $T = \text{const}$.

Изменение знака дроссельного эффекта называется инверсией.

В точке инверсии:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_i = 0,$$

$$a T_0 = \frac{2a}{bR}.$$

$$T_0 = T_{\text{ИНВ}} = \frac{2a}{bR}.$$

$$T_{\text{КР}} = \frac{8}{27} \cdot \frac{a}{Rb},$$

$$T_0 T_{\text{ИНВ}} = 6.75 \cdot T_{\text{КР}}.$$

Температура при дросселировании возрастает, если $T_r > T_{\text{ИНВ}}$ и убывает, если $T < T_{\text{ИНВ}}$. Температуры инверсии большинства газов за исключением H_2 и Ge достаточно велики, и процессы дросселирования обычно идут с уменьшением T , - эффект Джоуля-Томсона.

Лекция 12

12.1 Цикл воздушной холодильной машины

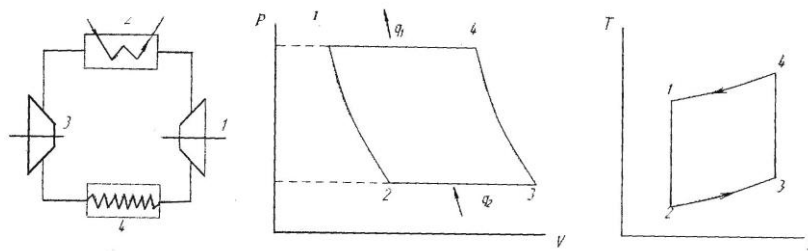


Рисунок 42 – Схема воздушной холодильной машины и её цикл в P-V и T-s координатах

Основные элементы установки для получения холода:

- 1) компрессор;
- 2) холодильник - теплообменник, в котором тепло от рабочего тела передается воде или окружающей среде;
- 3) детандер;
- 4) рефрижератор - теплообменный аппарат, воспринимающий теплоту от охлаждаемого объекта.

Воздух сжимается компрессором 1 и подается в охладитель 2, где он охлаждается за счет окружающей среды. Сжатый охлажденный воздух попадает в детандер или расширитель. Он может быть поршневым или лопаточным. За счет расширения и совершения полезной работы + воздуха понижается, холодный воздух поступает в рабочую камеру, где охлаждает находящиеся там предметы и снова поступает на вход в компрессор.

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{\text{Ц}}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} > 1;$$

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

Преимущества:

1) безопасность работы.

Недостатки:

1) малая холодопроизводительность, т.к. воздух имеет малую теплоемкость;

2) большие габариты установки, связанные с большим расходом топлива.

12.2 Паровая компрессионная холодильная установка

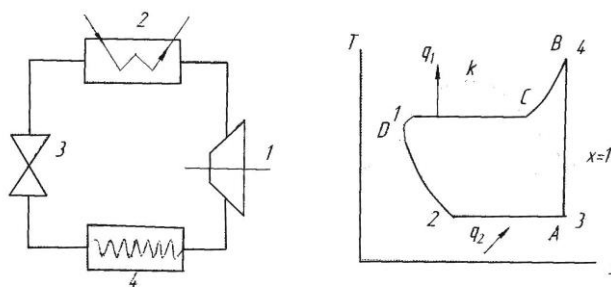


Рисунок 43 – Схема и цикл парокompрессионной машины на T-s диаграмме

В парокompрессионных холодильных установках в основном остаются те же процессы, что и в воздушной холодильной машине, но в качестве рабочего тела используется низкокипящая жидкость (NH_3 ; CO_2 ; CH_3Cl ; CF_4 ; CClF_3), кроме того понижение давления в цикле осуществляется в дроссельном вентиле.

В компрессоре 1 происходит адиабатное сжатие пара, затем пар направляется в компрессор 2, в котором вначале происходит охлаждение при $P = \text{const}$ (перегретого пара) в процессе (4-5), а затем полная конденсация пара (5-1) при $T = \text{const}$. Теплота отдается окружающей среде.

Из точки 1 жидкость при температуре T_1 и соответствующем давлении направляется к дроссельному вентилю 3, где происходит процесс дросселирования, где рабочее тело начинает кипеть. Из дроссельного вентиля выходит влажный пар. Поступая в испаритель 4, влажный пар воспринимает теплоту, и содержащаяся в нем жидкость испаряется (2-3).

Преимущества:

1) большая холодопроизводительность, т.к. « r » - теплота испарения очень большая;

2) малые габариты (меньше, чем у воздушной холодильной установки).

Недостаток:

Большинство жидкостей опасны для органов дыхания человека, повышенные требования к герметизации.

12.3 Вихревые трубы Вихревой эффект (эффект Ранка-Хилша)

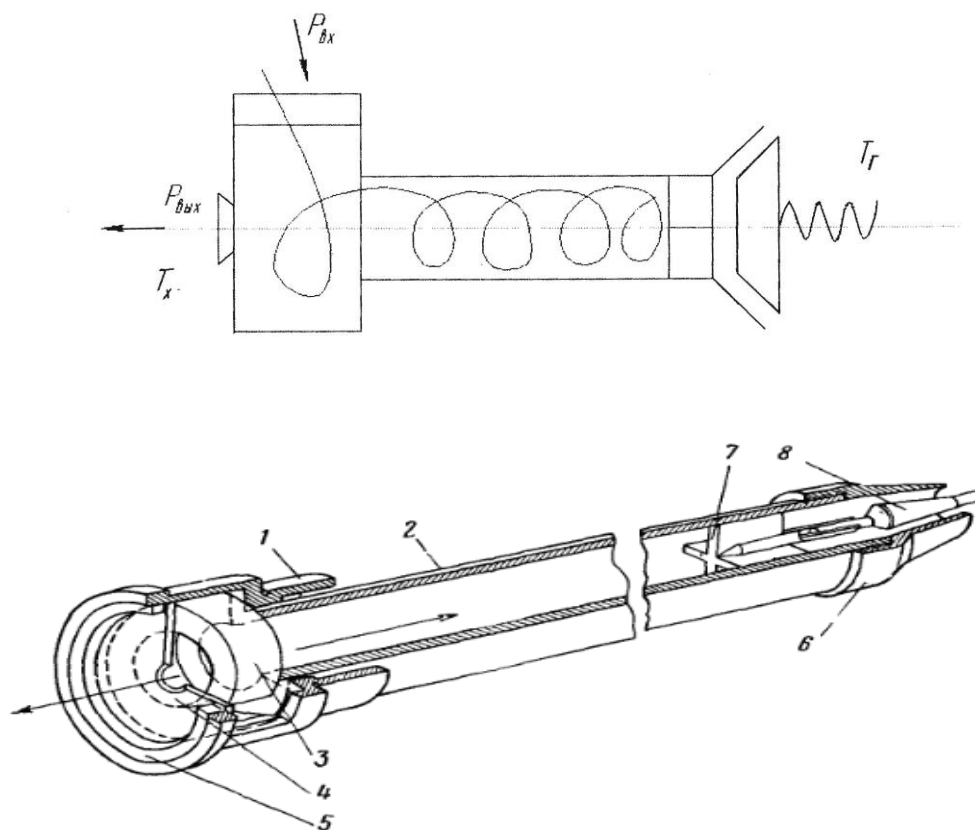


Рисунок 44 – Схема и общий вид вихревой трубы:

- 1 – корпус; 2 – вихревая труба; 3 – улитка; 4 – диафрагма; 5 – гайка;
6 – сопло; 7 – крестовина; 8 – регулировочная игла

Вихревой эффект - эффект энергетического разделения закрученного потока газа в камере устройства, которое называется вихревой трубой.

- 1-завихритель;
- 2- камера энергетического разделения;
- 3- развихритель;
- 4-дроссельный вентиль;
- 5-диафрагма.

Газ под P_1 поступает в завихритель 1 по тангенциальному каналу. Профиль завихрителя представляет собой спираль Архимеда.

В результате из завихрителя в камеру энергетического разделения 2 поступает вращающийся газовый поток со спиралевидным характером движения. Этот газовый поток взаимодействует с газом, который находится в этой камере, вовлекая его во вращающееся движение.

Поскольку по радиусу камеры энергетического разделения имеет место градиент давления, который убывает с уменьшением радиуса камеры, а также имеет место градиент давления по оси камеры, и в результате совместного действия инерционных сил, сил вяз-

костного трения и сил, обусловленных наличием радиального и осевого градиента давлений в приосевой области камеры энергетического разделения возникает приосевой или вынужденный вихрь, движущийся от развихрителя 3 в камере энергетического разделения и выходящий через диафрагму 5.

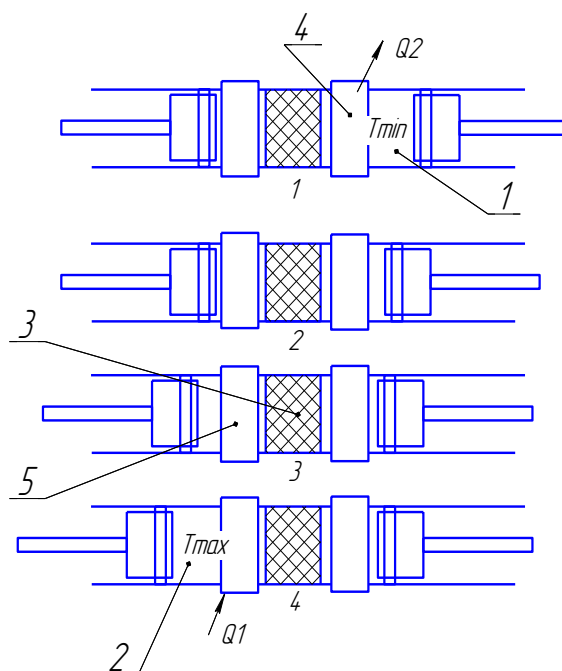
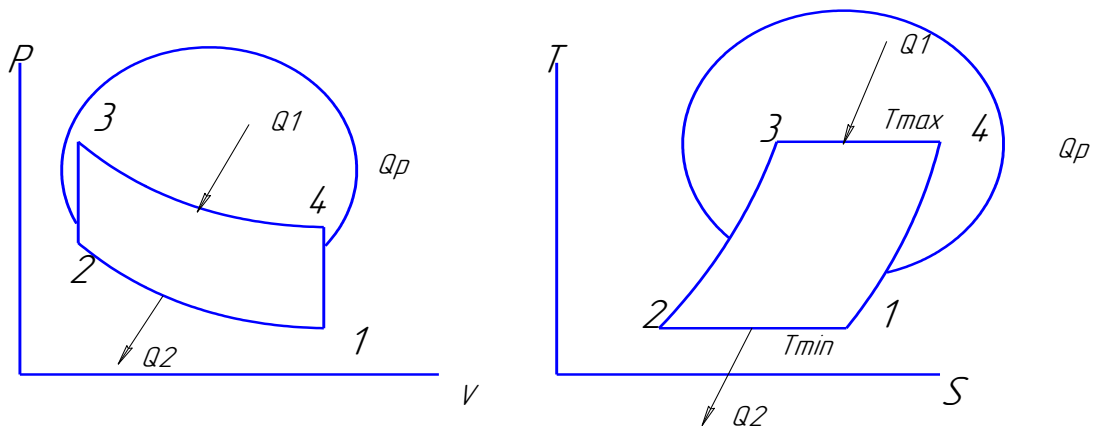
Таким образом, свободный (периферийный) вихрь выходит через дроссельный вентиль и из вихревой трубы.

За счет турбулентных пульсаций в камере энергетического разделения происходит энергообмен между свободным и вынужденным вихрями. В результате этого энергообмена, свободный вихрь выходит из заслонки с $T_г$. $T_n = \text{const}$; $\omega = \text{const}$.

$$\mu = \frac{G_x}{G_\Sigma}; \pi = \frac{P_{ВХ}}{P_{ВЫХ}}.$$

$$\tau = \frac{T_x}{T_r} = f(\mu, \pi);$$

12.4 Двигатели Стирлинга



1. Компрессорная полость
2. Детандерная полость
3. Регенератор
- 4, 5. Теплообменники внешней нагрузки

