

В.А. СУЛТАНОВ

ГИДРАВЛИКА И ГИДРОМЕХАНИКА НЕФТИ И ГАЗА

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Учебное пособие

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Институт геологии и нефтегазовых технологий
Кафедра разработки и эксплуатации месторождений
трудноизвлекаемых углеводородов**

В.А. СУЛТАНОВ

ГИДРАВЛИКА И ГИДРОМЕХАНИКА НЕФТИ И ГАЗА

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Учебное пособие

**КАЗАНЬ
2020**

УДК 621.1.016.7(075.8)

ББК 31.3я73

С89

*Печатается по рекомендации учебно-методической комиссии
Института геологии и нефтегазовых технологий
Казанского (Приволжского) федерального университета
(протокол № 6 от 17 апреля 2020 г.)*

Рецензенты:

заведующий кафедрой «Дорожно-строительные машины» КГАСУ,
доктор технических наук, профессор **Р.Л. Сахапов;**
кандидат технических наук, доцент кафедры разработки и эксплуатации
месторождений трудноизвлекаемых углеводородов ИГ и НГТ КФУ

Ф.А. Губайдуллин

Султанов В.А.

С89 Гидравлика и гидромеханика нефти и газа: термодинамика и теплопередача: учебное пособие / В.А. Султанов. – Казань: Издательство Казанского университета, 2020. – 134 с.

В данном учебном пособии представлен краткий курс лекций и приведены примеры расчета идеальных циклов поршневых двигателей внутреннего сгорания и идеальных циклов газотурбинных установок. Изложена методика расчета параметров циклов реальных двигателей, что может быть полезным при сравнительном анализе идеальных и реальных термодинамических циклов, а также для правильного понимания инженерных расчетов по термодинамике и теплопередаче.

Это учебное пособие предназначено для студентов – бакалавров и магистров высших учебных заведений, обучающихся по направлениям подготовки 21.03.01 и 24.04.01 «Нефтегазовое дело», а также может быть полезным для студентов всех специальностей при изучении дисциплины «Гидравлика и гидромеханика нефти и газа. Раздел «Термодинамика и теплопередача».

УДК 621.1.016.7(075.8)

ББК 31.3я73

© Султанов В.А., 2020

© Издательство Казанского университета, 2020

Содержание

Условные обозначения.....	4
Введение.....	5
1. Краткий курс лекций	6
1.1. Лекция 1	6
1.2. Лекция 2	17
1.3. Лекция 3	244
1.4. Лекция 4	288
1.5. Лекция 5	355
1.6. Лекция 6	411
1.7. Лекция 7	53
1.8. Лекция 8	60
1.9. Лекция 9	70
1.10. Лекция 10	76
1.11. Лекция 11	81
1.12. Лекция 12	87
1.13. Лекция 13	94
1.14. Лекция 14	100
1.15. Лекция 15	109
2. Циклы двигателей внутреннего сгорания.....	116
2.1. Расчёт идеальных циклов поршневых ДВС	116
2.2. Расчет идеальных циклов газотурбинных установок	120
3. Примеры выполнения расчетов по циклу Тринклера	124
Вопросы для самоконтроля	131
Ответы на контрольные вопросы.....	132
Список использованных источников	133

Условные обозначения

A – энергия Гельмгольца;
 B – атмосферное давление, расход топлива;
 b – удельный расход топлива;
 C – теплоемкость;
 c – удельная теплоемкость;
 D – расход пара, воды;
 d – влагосодержание влажного воздуха, удельный расход пара на турбину;
 E – кинетическая и потенциальная энергия;
 F – сила;
 f – площадь;
 H – энтальпия;
 h – удельная энтальпия; постоянная Планка;
 K – константа;
 k – показатель адиабаты; постоянная Больцмана;
 L – работа;
 l – удельная работа;
 M – молярная масса (масса одного моля);
 m – масса;
 n – количество вещества (число молей), показатель политропы;
 P – вес тела;
 p – давление;
 Q – теплота;
 q – удельная теплота;
 R – удельная газовая постоянная;
 S – энтропия;
 s – удельная энтропия;
 T – термодинамическая температура (абсолютная температура);
 t – температура по шкале Цельсия;
 V – объем;
 v – удельный объем;
 α – изобарный коэффициент расширения, доля отбираемого пара;
 ρ – плотность;
 ε – степень сжатия;
 λ – степень изохорного повышения давления;
 η_t – термический коэффициент полезного действия цикла;
 η_i – внутренний коэффициент полезного действия цикла;
 π – степень повышения давления.

Введение

Одной из важнейших разделов дисциплины «Гидравлика и гидромеханика нефти и газа», составляющих ее теоретическую основу, является термодинамика и теплопередача. К настоящему времени подготовлено и издано большое количество учебников, учебных пособий и сборников задач по термодинамике и теплопередаче, в достаточной степени полно описывающих изучаемый круг вопросов, но они очень объемные и требуют много времени для их изучения.

Целью настоящего краткого курса лекций является привитие студентам – бакалаврам теоретических основ по термодинамике и теплопередаче, умений и навыков, необходимых для выполнения термодинамических расчетов, связанных с анализом эффективности различных теплоэнергетических машин и установок, применяемых в нефтегазовой отрасли.

В кратком курсе лекций изложены важнейшие теоретические основы изучаемой дисциплины, а в качестве примеров приведены расчёты циклов двигателей внутреннего сгорания и газотурбинных установок. Кроме того, представлена методика расчетов параметров циклов реальных двигателей, что может быть полезным для студентов при сравнительном анализе идеальных и реальных термодинамических циклов, а также в правильном понимании инженерных расчетов по термодинамике и теплопередаче.

Краткий курс лекций состоит из трех разделов. В начале каждого раздела излагаются в сжатой форме необходимые теоретические сведения, а затем приводится методика решения конкретной задачи и пример расчёта.

Первый раздел посвящен изложению краткого курса лекций, где раскрыты все основные теоретические вопросы изучаемой дисциплины с показом на конкретных примерах.

Во втором разделе подробно освещены особенности расчёта идеальных циклов поршневых двигателей и газотурбинных установок, которые широко используются в нефтегазовой отрасли. Основное внимание уделено циклу со смешанным подводом теплоты как наиболее сложному и нашедшему широкое практическое применение.

В третьем разделе подробно представлены особенности расчётов по циклу Тринклера.

Далее приведены варианты контрольных вопросов и ответов.

1. Краткий курс лекций

1.1. Лекция 1

Тема: **Основные понятия. Термодинамическая система и её состояние**

Вопросы:

1. Предмет термодинамики
2. Основные параметры состояния тела
3. Понятие о термодинамическом процессе
4. Гомогенные и гетерогенные термодинамические системы
5. Термодинамическое равновесие
6. Термическое уравнение состояния идеального газа
7. Газовые смеси. Закон Дальтона

1. Предмет термодинамики

Термодинамика это наука о превращениях различных видов энергии из одного в другой, и о наиболее общих макроскопических свойствах материи. Она изучает различные как физические, так и химические явления, обусловленные превращениями энергии.

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

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

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

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

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

Принято разделять **термодинамику** на:

- физическую, или общую;
- химическую;
- техническую.

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

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

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

2. Основные параметры состояния тела

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

- давлением;
- удельным объемом;
- температурой.

Давление (p) – это физическая величина, равная отношению силы (F), равномерно распределенной по поверхности тела, к площади поверхности (s), расположенной перпендикулярно силе:

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

Молекулярно-кинетическая теория разработана наиболее полно для газов, потому что силы взаимодействия между их молекулами изучены лучше, чем в твердых и жидких телах. Наиболее простые соотношения между параметрами и поведением молекул получены для идеальных газов.

Под **идеальным газом** понимают газ, состоящий из вполне упругих молекул, между которыми нет сил взаимодействия, а объем молекул по сравнению с объемом, занимаемым газом, мал и им пренебрегают. Любой реальный газ при давлении, близком к атмосферному, ведет себя как идеальный.

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

Удельный объем (v) – это физическая величина, равная отношению объема вещества (V) к его массе (m):

$$v = V/m \quad (1.2)$$

Единица удельного объема в СИ – м³/кг.

Плотностью (ρ) называется количество вещества (m), заключенное в единице объема (V):

$$\rho = m/V \quad (1.3)$$

Соответственно удельный объем (v) – величина обратная плотности (ρ).

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

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

Если в такой идеально-газовой стогоградусной шкале за начало отсчета температуры принять состояние, в котором объем (V) становится равным нулю, то получим шкалу идеально-газовой абсолютной температуры (шкалу Кельвина). Температура тройной точки воды по шкале Цельсия равна 0°C , а по шкале Кельвина $273,15^{\circ}\text{C}$; связь между температурами по шкале Кельвина (T, K) и Цельсия ($t, ^{\circ}\text{C}$) имеет вид

$$T = 273,15 + t \quad (1.4)$$

3. Понятие о термодинамическом процессе

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

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

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

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

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

Равновесный термодинамический процесс представляет собой непрерывную последовательность равновесных состояний. В термодинамике наиболее полно разработаны способы исследования равновесных состояний

и процессов. Равновесным представляют процесс, протекающий при бесконечно малой разности параметров окружающей среды и тела; в этих условиях изменение параметров тела происходит бесконечно медленно и равновесное состояние сохраняется.

Неравновесный термодинамический процесс представляет собой последовательность состояний, среди которых не все являются равновесными. (Реальные процессы неравновесны, они протекают с конечными скоростями и равновесное состояние не успевает устанавливаться.)

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

4. Гомогенные и гетерогенные термодинамические системы

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

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

5. Термодинамическое равновесие

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

Состояние **устойчивого равновесия** (стабильное состояние) характерно тем, что если каким-либо внешним воздействием вывести из него рассматриваемую систему, а затем снять это внешнее воздействие, то система сама возвратится в исходное состояние равновесия.

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

6. Термические уравнение состояния идеального газа

Для химически однородной термодинамической системы (газ, жидкость, изотропное твердое тело) при отсутствии внешних полей (гравитационного,

электрического, магнитного) число независимых параметров определяющих равновесное состояние систем, будет равно двум из трех (p , v , T), так как любой из этих параметров является однозначной функцией двух заданных.

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

$$p = p(v, T), \quad (1.5)$$

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

Это уравнение в общем виде можно записать так:

$$f(p, v, T) = 0, \quad (1.6)$$

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

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

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

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

$$\frac{pv}{T} = \text{const} \quad (1.7)$$

Обозначая константу через R , уравнение (1.7) представим в виде

$$pv = RT \quad (1.8)$$

Уравнение (1.8) называется уравнением Клапейрона и представляет собой уравнение состояния идеального газа, записанное для массы газа 1 кг.

В системе координат p , v , T уравнение (1.8) представляет собой гиперболический параболоид, причем плоскости $T = \text{const}$ пересекают

поверхность его по равнобоким гиперболом, а плоскости $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ по прямым линиям.

Через R в уравнении (1.8) обозначена так называемая **удельная газовая постоянная**, отнесенная к массе газа, равной 1 кг.

$$R = \frac{pV}{T} \text{ [Дж/кг} \times \text{К]} \quad (1.8)$$

Газ, точно подчиняющийся уравнению (1.8), называется в термодинамике **идеальным газом**.

Введение понятия идеального газа обусловлено тем, что

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

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

Это важно с методической и практической точек зрения.

Умножим обе части уравнения (1.8) на массу

$$pvm = mRT ,$$

$$pV = mRT ,$$

Умножим и разделим правую часть на молярную массу

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

Обозначим $\mu R = R_{\mu}$ – универсальная газовая постоянная

[Дж/кг \times К].

Тогда

$$pV = \frac{m}{\mu} R_{\mu} T \quad (1.9)$$

Это уравнение называется уравнением Клапейрона-Менделеева.

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

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

$$G_I = N_I m_I ,$$

а масса газа II во втором объеме

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

отсюда

$$\frac{G_I}{G_{II}} = \frac{N_I m_I}{N_{II} m_{II}} , \quad (1.10)$$

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

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

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

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

Если ν – удельный объем газа, а μ – молекулярная масса, то объем моля (так называемый молярный объем) равен $\mu\nu$. Итак, для различных идеальных газов при равных температурах и давлениях $\mu\nu = \text{const}$.

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

Если умножить обе части уравнения (1.8) на молярную массу, то

$$p\nu\mu = \mu RT,$$

$$pV_\mu = R_\mu T,$$

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

$$R_\mu = \frac{pV_\mu}{T} \quad (1.11)$$

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

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

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

7. Газовые смеси. Закон Дальтона

Для проведения расчетов с газовыми смесями необходимо установить параметры, характеризующие их состояние. Пусть имеется смесь из n

идеальных газов. Температура газовой смеси $T_{\text{см}}$, давление ее $p_{\text{см}}$, объем $V_{\text{см}}$; массы газов, находящихся в смеси, равны соответственно m_1, m_2, \dots, m_n ; количества веществ отдельных компонентов смеси $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n$.

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

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

$$\sum p_i = p_{\text{см}} \quad (1.12)$$

Масса газовой смеси равна сумме масс компонентов:

$$\sum m_i = m_{\text{см}} \quad (1.13)$$

Качественный состав газовой смеси может быть оценен различными способами.

Массовая доля

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

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{см}}}$$

Ясно, что

$$\sum g_i = \sum \left(\frac{m_i}{m_{\text{см}}} \right) = 1 \quad (1.14)$$

Молярная доля

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

$$\nu_i = \frac{m_i}{\mu_i} \quad (1.15)$$

Следовательно, количество вещества газовой смеси

$$\nu_{\text{см}} = \sum \nu_i$$

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

$$y_i = \frac{\nu_i}{\nu_{\text{см}}}$$

Молярную массу смеси можно определить следующим образом.

$$\mu_{\text{см}} = \frac{m_{\text{см}}}{\nu_{\text{см}}}$$

или

$$\mu_{\text{см}} = \frac{\sum m_i}{\sum \nu_i} \quad (1.16)$$

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

Объемная доля

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

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

$$\sum V_i = V \quad (1.17)$$

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

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

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

$$p_i V = p V_i$$

откуда

$$p_i = \frac{p V_i}{V} = r_i p \quad (1.18)$$

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

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

$$V_i = V_{\mu} v_i \quad (1.19)$$

а для всей смеси

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

Из этих уравнений находим

$$\frac{V_i}{V_{\text{см}}} = \frac{v_i}{v_{\text{см}}} \quad (1.20)$$

Следовательно, молярные доли численно равны объемным:

$$y_i = r_i \quad (1.21)$$

Связь между долями

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

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{см}}} \quad (1.22)$$

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

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

$$g_i = \frac{\rho_i r_i}{\sum \rho_i r_i} \quad (1.23)$$

Так как

$$\rho_i = \frac{\mu_i}{(\mu_i v_i)}, \quad \text{то}$$

$$g_i = \frac{\mu_i r_i}{\sum \mu_i r_i} \quad (1.24)$$

По аналогии с предыдущими выкладками

$$r_i = \frac{g_i / \rho_i}{\sum g_i / \rho_i} = \frac{g_i / \mu_i}{\sum g_i / \mu_i} \quad (1.25)$$

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

$$\mu_{\text{см}} = \sum \mu_i \frac{v_i}{v_{\text{см}}}$$

а так как

$$\frac{v_i}{v_{\text{см}}} = r_i$$

то

$$\mu_{\text{см}} = \sum \mu_i r_i, \quad (1.26)$$

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

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

Следовательно,

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

Суммируя парциальные давления компонентов, находим давление смеси:

$$p_{\text{см}} = \frac{\sum m_i R_i T_{\text{см}}}{V_{\text{см}}} \quad (1.27)$$

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

$$p_{\text{см}} V_{\text{см}} = m_{\text{см}} R_{\text{см}} T_{\text{см}} \quad (1.28)$$

Из последних уравнений находим значение газовой постоянной смеси:

$$R_{\text{см}} = \sum \left(\frac{m_i}{m_{\text{см}}} \right) R_i = \sum g_i R_i \quad (1.29)$$

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

$$R_i = \frac{R_{\mu}}{\mu_{\text{см}}} \quad (1.30)$$

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

$$p_{\text{см}} V_{\text{см}} = m_{\text{см}} R_{\text{см}} T_{\text{см}} \quad (1.31)$$

Таким образом, в данном разделе изложены основные понятия термодинамической системы и ее состояния.

1.2. Лекция 2

Тема: Энергетические характеристики термодинамических систем

Вопросы:

1. Энергия
2. Работа и теплота
3. Энтальпия
4. Теплоемкость
5. Зависимость теплоемкости от температуры

1. Энергия

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

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

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

В термодинамике полная энергия системы

$$E = E_k + E_n + U, \quad (1.32)$$

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

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

Не разделяя внутреннюю энергию системы на эти составляющие, можно говорить о том, что внутренняя энергия является функцией внутренних параметров состояния: температуры, давления, состава системы и однозначно определяет состояние системы, т. е. является **функцией состояния**. Поэтому изменение внутренней энергии не зависит от процесса изменения состояния системы, а определяется лишь значениями энергии в конечном и начальном состояниях:

$$\Delta U = U_2 - U_1 \quad (1.33)$$

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

$$U = \sum U_i \quad (1.34)$$

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

$$E = U \quad (1.35)$$

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

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0 \quad \text{или} \quad \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0$$

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

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

$$\left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_T = 0 \quad \text{или} \quad \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T = 0$$

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

С учетом приведенных соотношений получаем для идеального газа

$$du = c_v dT \quad (1.36)$$

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

А внутренняя энергия реального газа зависит не только от температуры, но и от объема и тогда

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

2. Работа и теплота

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

Эта передача энергии может осуществляться двумя известными путями – посредством совершения работы или теплообмена между телами.

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

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

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

$$dL = pdV \quad (1.37)$$

Для конечного квазистатического процесса

$$L = \int_1^2 pdV, \quad (1.38)$$

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

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

$$dQ = mc dt, \quad (1.39)$$

где m – масса; c – теплоемкость тела.

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

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

3. Энтальпия

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

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

$$H = U + pV, \quad (1.40)$$

Таким образом, **энтальпия** в данном состоянии представляет собой сумму внутренней энергии тела и работы, которую необходимо затратить, чтобы тело объемом V ввести в окружающую среду, имеющую давление p и находящуюся с телом в равновесном состоянии.

Энтальпия системы аналогично внутренней энергии имеет вполне определенное значение для каждого состояния, т. е. является функцией состояния. Следовательно, в процессе изменения состояния $\Delta H = H_2 - H_1$.

Для идеального газа $\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = 0$, т. е. энтальпия идеального газа не зависит

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

Эти соотношения могут быть записаны и для всей системы в целом

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

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

$$dh = c_p dT \quad (1.41)$$

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

4. Теплоемкость

Нахождение количества теплоты в процессах при определенной разности температур является одним из наиболее ответственных теплотехнических расчетов, в которых нужны точные значения теплоемкостей, представляющих удельные калорические величины.

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

$$C = \frac{dQ}{dT}, \quad (1.42)$$

– где dQ – элементарное количество теплоты;

– dT – элементарное изменение температуры.

Различают:

– **удельную** (массовую) теплоемкость c , [Дж/кг × К],

– **молярную** теплоемкость \tilde{c} , [Дж/моль × К],

– **объемную** теплоемкость c' , [Дж/м³ × К].

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

$$c = \frac{\tilde{c}}{\mu} \quad (1.43)$$

Объем 1 кмоль любого газа при нормальных физических условиях составляет 22,4 м³, поэтому объемная теплоемкость $c' = \frac{\tilde{c}}{22,4}$.

В связи с тем, что теплота, подводимая в процессе к телу, зависит от вида процесса, являясь функцией процесса, теплоемкость будет свойством системы только тогда, когда процесс будет фиксированным, т. е. будет проходить при постоянном значении каких-либо параметров системы:

$$c_x = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_x, \quad (1.44)$$

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

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

Уравнение (1.44) определяет так называемые **истинные теплоемкости**, которые в термомеханической системе будут функциями термических параметров. Так, теплоемкость в процессе при постоянном объеме $x = v = \text{const}$,

согласно уравнению (1.44), $c_v = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_v$, а теплоемкость в процессе, идущем

при постоянном давлении $x = p = \text{const}$, $c_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_p$. Разность между

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

$$c_p - c_v = R \quad \text{или} \quad \tilde{c}_p - \tilde{c}_v = R_\mu \quad (1.45)$$

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

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

Из последних формул следует, что для идеального газа

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

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

разность температур – величина конечная: $c_m \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{Q_{1-2}}{t_2 - t_1}$.

Естественно, что **истинная теплоемкость**

$$c = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{Q_{1-2}}{\Delta t} = \frac{dQ}{dt} \quad (1.46)$$

Следовательно, **истинная теплоемкость** соответствует бесконечно малому изменению температуры газа.

5. Зависимость теплоемкости от температуры

Опыты показывают, что при повышении температуры газа колебательные движения атомов в молекуле усиливаются, на что расходуется все большее и большее количество энергии. Следовательно, чем выше температура, тем больше теплоты приходится расходовать для нагревания газа на один градус. Таким образом, теплоемкость газа не постоянная величина, а представляющая собой функцию температуры.

В общем случае теплоемкость для температуры t может быть представлена уравнением

$$c = c_0 + at + bt^2 + dt^3 + \dots, \quad (1.47)$$

где c_0 – теплоемкость при температуре 0°C , а, b , d – постоянные коэффициенты.

Так как коэффициенты b , d весьма малы и влияние их на значения членов формулы с температурой в степени выше первой весьма мало, то для технических расчетов часто принимают линейную зависимость теплоемкости от температуры (рис. 1.1) и выражают ее формулой: $c = c_0 + at$.

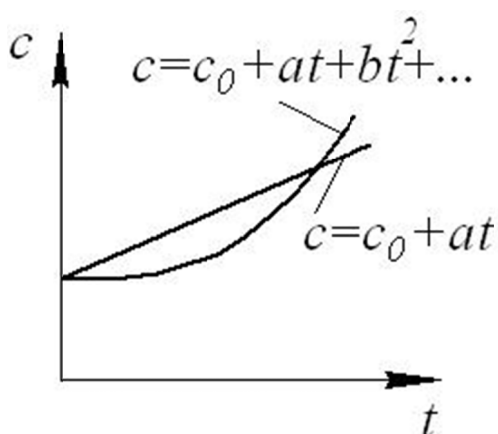


Рис. 1.1 – Линейная зависимость теплоемкости от температуры

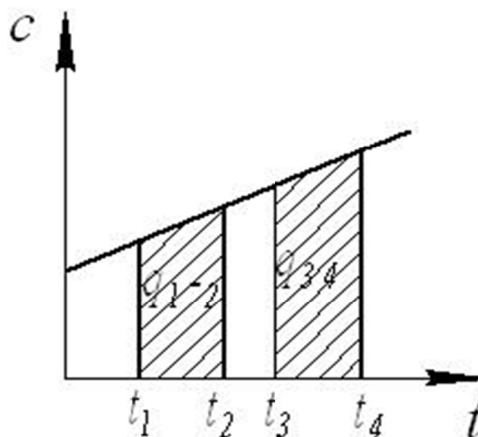


Рис. 1.2 – Определение теплоты (q) по линейной зависимости теплоемкости (c) от температуры (t)

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

Вследствие того, что теплоемкость зависит от температуры (рис. 1.2), расход теплоты для одинакового повышения температуры меняется: чем выше начальная температура нагрева, тем больше количество теплоты надо израсходовать для одинакового повышения температуры. Заштрихованные площади трапеции численно равны количеству теплоты при нагреве газа от t_1 до t_2 и от t_3 до t_4 , причем разность $t_2 - t_1$ равна $t_4 - t_3$.

Если имеется формула для истинной теплоемкости, то по ней можно получить формулу для средней теплоемкости. Пусть имеем для истинной теплоемкости зависимость $c = c_0 + at$, требуется получить формулу средней

теплоемкости в пределах от t_1 до t_2 . Для 1 кг газа

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

Интегрируя в пределах от t_1 до t_2 , получим $q_{1-2} = c_0 \int_1^2 dt + a \int_1^2 t dt$, или

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

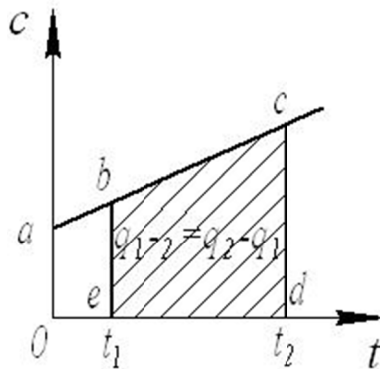


Рис. 1.3 – Графическое определение теплоты при нагреве газа

Площадь заштрихованной трапеции (рис. 1.3) – это и есть количество теплоты при нагреве газа от t_1 до t_2 , т.е. q_{1-2} . Площадь трапеции $bcdeb$ проще всего определить как разность площадей трапеций $OacdO$ и $OabeO$, представляющих соответственно теплоту q_2 , расходуемую на нагрев газа от 0 до t_2 °С и теплоту q_1 , расходуемую на нагрев того же газа от 0 до t_1 °С.

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

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

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

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

Средняя теплоемкость в пределах от t_1 до t_2 определяется так

$$c|_{t_1}^{t_2} = \frac{c|_0^{t_2} t_2 - c|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1} \quad (1.48)$$

Итак, в этом разделе в краткой форме изложены энергетические характеристики термодинамических систем.

1.3. Лекция 3

Тема: Первый закон термодинамики

Вопросы:

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

1. Уравнение первого закона термодинамики для закрытой системы

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

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

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

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

$$dQ = dE_k + dE_p + dL \quad (1.49)$$

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

$$dU = dE_k + dE_p \quad (1.50)$$

Элементарная деформационная работа газа

$$dL = pdV \quad (1.51)$$

Уравнение первого закона термодинамики перепишем в виде

$$dQ = dU + dL = dU + pdV \quad (1.52)$$

Для 1 кг рабочего тела это уравнение записывается так:

$$dq = du + dl, \text{ или } dq = du + pdv, \quad (1.53)$$

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

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

$$dQ = dU + pdV + Vdp - Vdp = d(U + pV) - Vdp, \quad (1.54)$$

так как $U + pV = H$, то

$$dQ = dH - Vdp, \quad (1.55)$$

или для 1 кг рабочего тела

$$dq = dh - vdp \quad (1.56)$$

2. Уравнение первого закона термодинамики для потока

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

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

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

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

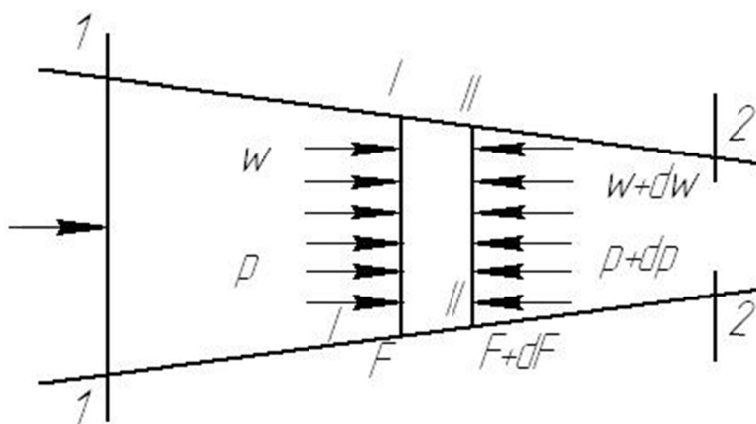


Рис. 1.4 – Поток газа или пара в канале

Итак, рассмотрим поток в канале произвольной формы (рис. 1.4). Между сечениями 1–1 и 2–2 может быть подведено некоторое количество теплоты Q_{1-2}

При отсутствии течения газа в канале будет адиабатным.

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

$$\dot{m} = \frac{sw}{v} = \frac{s_1 w_1}{v_1} = \frac{s_2 w_2}{v_2} = const, \quad (1.57)$$

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

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

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

$$dQ_{1-2} = dU + dL_{1-2} + \dot{m} \frac{dw^2}{2} + \dot{m}gdz \quad (1.58)$$

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

Рассмотрим поток газа в канале при одномерном течении. На выделенную массу газа в канале действует слева сила ps , а справа – сила $(p + dp)(s + ds)$.

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

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

После сокращения и отбрасывания малых величин второго и высшего порядков получим

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

или

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

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

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

Относя работу против внешних сил к 1 кг газа, имеем

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

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

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

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

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

$$dq = dh + \frac{dw^2}{2} \quad (1.59)$$

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

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

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

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

$$dq_{1-2} = du + d(pv) + \frac{dw^2}{2} + dl_{mex} = dh + \frac{dw^2}{2} + dl_{mex} \quad (1.60)$$

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

$$dq = dh - vdp \quad (1.61)$$

Подставим в уравнение для потока

$dq = dh + \frac{dw^2}{2}$ и получим $dh - vdp = dh + \frac{dw^2}{2}$, а далее получаем следующее выражение (1.62):

$$-vdp = \frac{dw^2}{2} \quad (1.62)$$

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

Итак, в данном разделе были представлены и разобраны **уравнения первого закона термодинамики**.

1.4. Лекция 4

Тема: Основные термодинамические процессы

Вопросы:

1. Равновесные термодинамические процессы и их обратимость
2. Изотермический процесс
3. Изохорный процесс
4. Изобарный процесс
5. Адиабатный процесс
6. Политропный процесс

1. Равновесные термодинамические процессы и их обратимость

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

Достаточными условиями термомеханического равновесия являются:

- равенство давлений газа и окружающей среды; при равенстве давлений газ не изменяет объем и, следовательно, передача энергии путем работы отсутствует. Это равенство давлений обеспечивает механическое равновесие;
- равенство температур газа и окружающей среды; при равенстве температур, т. е. при термическом равновесии, не возникает передача путем теплообмена.

Всякий термодинамический процесс может возникнуть только при нарушении механического или термического равновесия, т. е. при сжатии или расширении газа, при нагреве или охлаждении газа. Чем сильнее нарушается равновесие, тем быстрее в общем случае проходит процесс и тем более резко будет нарушаться состояние покоя газа: в газе возникают конвекционные токи, вызывают разность температур в массе газа, и вихревые движения, вызываемые разностью давлений. Для газа, находящегося в таком неустойчивом состоянии, уравнение состояния не может быть применено до тех пор, пока газ не придет в состояние равновесия. Для того чтобы во время изменения состояния газа уравнение состояния было справедливо, необходимо, чтобы газ во всей своей массе имел одинаковое давление и температуру, а для этого необходимо, чтобы изменение его состояния происходило очень медленно, вернее, даже бесконечно медленно. Бесконечно медленное изменение состояния газа возможно только при условии наличия бесконечно малых разностей давлений и температур газа и окружающей среды. Процессы, происходящие при бесконечно малых разностях давлений и температур, называются **равновесными**, а так как они протекают бесконечно медленно, то их называют **квазистатическими**.

Равновесные процессы могут одинаково идти в противоположных направлениях, так как для изменения направления достаточно только на бесконечно малую величину изменить давление или температуру газа или окружающей среды. Такое свойство равновесных процессов называется

обратимостью; при обратном направлении обратимого процесса газ последовательно, но в обратном направлении, проходит те же состояния, которые он проходил в прямом процессе. Обратимый процесс, осуществленный в обоих направлениях, не производит изменений в окружающей среде.

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

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

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

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

Для установления этих зависимостей необходимо знать уравнение процесса в какой-либо системе координат. Наиболее распространенной является система координат $p\nu$.

При изображении процесса на $p\nu$ -диаграмме работа газа определяется площадью, ограниченной кривой процесса, осью абсцисс и крайними ординатами (рис. 1.5).

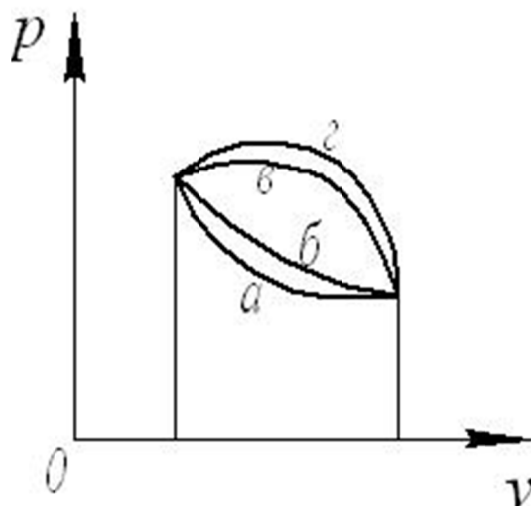


Рис. 1.5 – Процесс работы газа на $p\nu$ - диаграмме

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

Между точками можно провести сколь угодно разных кривых, и каждая кривая будет представлять собой процесс; причем работа в каждом процессе будет определяться площадью, ограниченной кривой процесса а или б, или в, или г, в то же время изменение внутренней энергии и энтальпии определяется только состоянием газа в точках 1 и 2 независимо от того, какой процесс был газом совершен (рис. 1.6). Внутренняя энергия и энтальпия – функции состояния, работа – функция процесса.

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

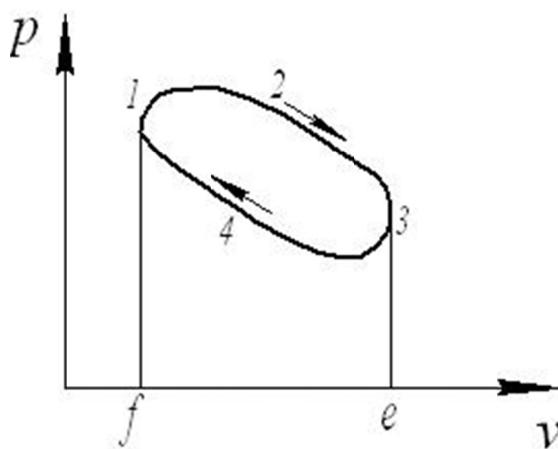


Рис. 1.6 – Кривая процесса работы газа на $p-v$ – диаграмме

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

2. Изотермический процесс

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

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

Кривая изотермического процесса называется **изотермой** (рис. 1.7).

Для изотермического процесса справедлив закон Бойля-Мариотта

$$p_1 v_1 = p_2 v_2, \quad (1.63)$$

или $p v = const$.

Это уравнение можно получить из уравнения состояния идеального газа

$$pv = RT \quad (1.64)$$

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

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

Тогда $p_1v_1 = RT$, $p_2v_2 = RT$.

Разделим равенства $\frac{p_1v_1}{p_2v_2} = \frac{RT}{RT}$, (1.65)

или $p_1v_1 = p_2v_2$.

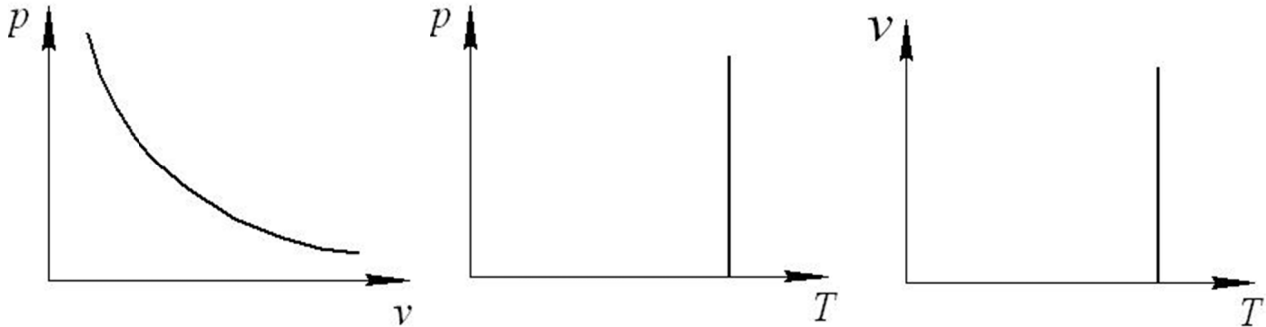


Рис. 1.7 – Изотермический процесс на pv , pT , vT – диаграммах

3. Изохорный процесс

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

Пример изохорного процесса – нагрев воды в герметически закрытом сосуде. Объем сосуда в процессе нагрева сохраняется практически постоянным, если пренебречь некоторым расширением сосуда вследствие нагрева, тогда как температура воды в сосуде растет, и давление воды увеличивается

Кривая изохорного процесса называется **изохорой** (рис. 1.8).

Для изохорного процесса справедлив следующий закон:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (1.66)$$

Это уравнение можно получить из уравнения состояния идеального газа $pv = RT$

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

Так как процесс изохорный, то $v_1 = v_2 = v$. Тогда $p_1v = RT_1$, $p_2v = RT_2$.

Разделим равенства $\frac{p_1v}{p_2v} = \frac{RT_1}{RT_2}$ или $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$.

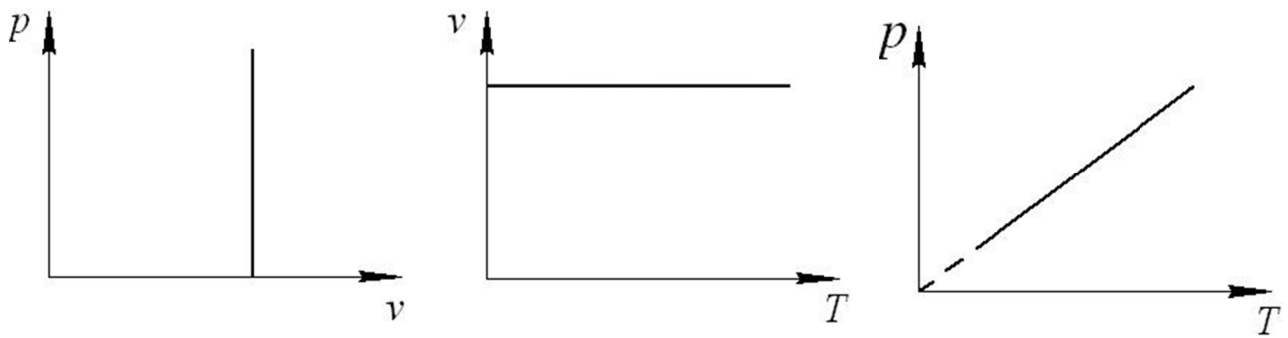


Рис. 1.8 – Изохорный процесс на pv , vT , pT – диаграммах

4. Изобарный процесс

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

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

Кривая изобарного процесса называется **изобарой** (рис. 1.9).

Для изохорного процесса справедлив закон Гей-Люссака:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad (1.67)$$

Это уравнение можно получить из уравнения состояния идеального газа $pv = RT$.

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

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

Тогда $pv_1 = RT_1$, $pv_2 = RT_2$.

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

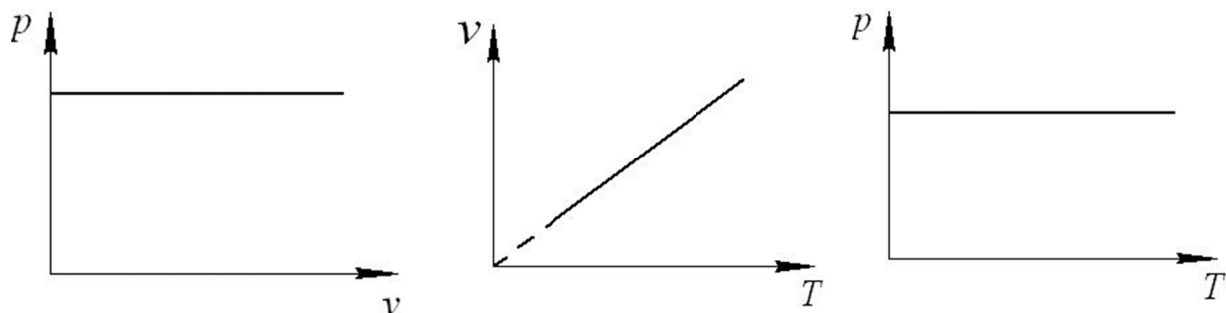


Рис. 1.9 – Изобарный процесс на pv , vT , pT – диаграммах

5. Адиабатный процесс

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

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

Кривая адиабатного процесса называется **адиабатой**.

$$\text{Уравнение адиабаты } pv^k = \text{const}, \quad (1.68)$$

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

Таблица 1.1

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

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

6. Политропный процесс

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

Логично принять за условие протекания таких процессов постоянство распределения подводимой теплоты между внутренней энергией газа и работой, которую он совершает. Для получения наиболее ценных обобщений и простых формул изучение уравнения первого закона термодинамики для 1 кг идеального газа, т. е. газа, внутренняя энергия которого является функцией только температуры, а теплоемкость не зависит от температуры и является постоянной.

Пусть в изучаемом процессе на изменение внутренней энергии расходуется x -я часть всего подводимого количества теплоты $du = x dq$.

Тогда уравнение первого закона термодинамики можно представить в виде $dq = x dq + dl$ или

$$dl = (1 - x) dq \quad (1.69)$$

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

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

$$dq = c_x dT,$$

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

$$c_x = \frac{dq}{dT} = \frac{1}{x} \frac{du}{dT} = \frac{1}{x} \frac{c_v dT}{dT} = \frac{c_v}{x} \quad (1.70)$$

Следовательно, политропный процесс можно определить как процесс при постоянной теплоемкости.

Таким образом, в данном разделе были кратко описаны основные термодинамические процессы.

1.5. Лекция 5

Тема: Второй закон термодинамики

Вопросы:

1. Положение второго закона термодинамики. Циклы прямые и обратные
2. Цикл Карно. Теорема Карно
3. Энтропия, термодинамическое тождество

1. Положение второго закона термодинамики.

Циклы прямые и обратные

Первый закон термодинамики представляет собой математическое выражение общего закона сохранения и превращения энергии. Он рассматривает любые взаимопревращения энергии и изучает явления в этих взаимопревращениях, в частности при осуществлении различных термодинамических процессов. Но этот закон не определяет условий возможности таких преобразований, согласно этому закону равновозможны оба направления в протекании процесса, т. е. перетекание теплоты от теплого тела к холодному и от холодного тела к тепловому. Между тем действительные процессы, происходящие вокруг нас, необратимы, так как они самопроизвольно идут только в одном направлении: теплота переходит от теплого тела к холодному, газ вытекает только из резервуара с высоким давлением в окружающее пространство и т. п.

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

Утверждение о невозможности получения работы за счет энергии тел, находящихся в термодинамическом равновесии, составляет основное положение второго закона термодинамики.

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

Существует много эквивалентных друг другу формулировок второго закона:

– тепло не может самопроизвольно переходить от менее нагретого тела к более нагретому телу

– невозможен процесс, единственным результатом которого состоял бы в поглощении теплоты от нагревателя и полном преобразовании этой теплоты в работу

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

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

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

2. Цикл Карно. Теорема Карно

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

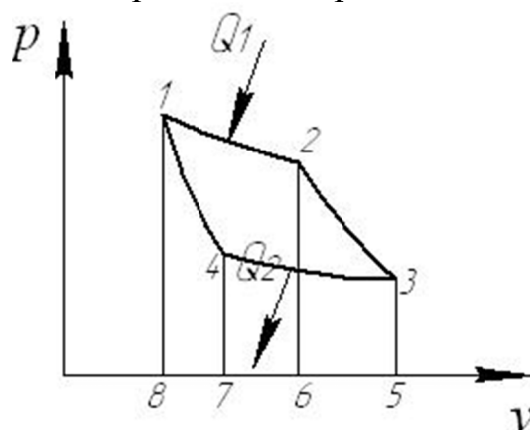


Рис. 1.10 – Кривая цикла Карно на pV – диаграмме

1–2 изотермическое расширение

2–3 адиабатное расширение

3–4 изотермическое сжатие

4–1 адиабатное сжатие

Цикл Карно представляет собой круговой процесс 1–2–3–4–1 (рисунок 1.10).

Этот цикл состоит из адиабат 2–3 и 4–1 и изотерм 1–2 и 3–4. Прямой цикл совершается по направлению 1–2–3–4–1, и физическая картина явлений может быть представлена следующим образом.

В точке 1 находится рабочее тело (газ) с давлением p_1 , объемом v_1 и температурой T_1 , равной температуре нагревателя, заключающего в себе большой запас энергии. Поршень двигателя под влиянием высокого давления начинает двигаться вправо, при этом внутреннее пространство цилиндра сообщено с нагревателем, поддерживающим в расширяющемся газе постоянную температуру T_1 посредством передачи ему соответствующего количества энергии в виде теплоты. Таким образом, расширение газа идет изотермически по кривой 1–2. в точке 2 цилиндр изолируется от нагревателя, но газ продолжает расширяться, двигая поршень в том же направлении; процесс расширения идет без подвода теплоты, т. е. адиабатно по кривой 2–3. в этом процессе газ в работу расширения превращает часть внутренней энергии и, следовательно, понижает

свою температуру до значения T_2 , равного температуре охладителя. В этот момент поршень достигает своего крайнего правого положения.

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

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

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

Из нагревателя подводится теплота, эквивалентная этой работе:

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

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

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

Температура газа снижается до T_2 .

Процесс 3–4 – на сжатие газа затрачивается работа, определяемая пл. 43574 и равная $L_{3-4} = mRT_2 \ln \frac{v_4}{v_3} = -mRT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}$.

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

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

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

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

Газ нагревается до температуры T_1 .

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

Эта работа определяется также суммированием работ:

$$L_{\text{ц}} = L_{1-2} + L_{2-3} + L_{3-4} + L_{4-1} \quad (1.71)$$

Подставляя значения этих работ, имеем

$$L_u = mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + \frac{mR(T_1 - T_2)}{k-1} - mRT_2 \ln \frac{v_3}{v_4} - \frac{mR(T_1 - T_2)}{k-1}. \quad (1.72)$$

Как видно из полученной формулы (1.72), адиабатные работы взаимно уничтожаются, так как пл. 23562 равна пл. 14781: следовательно,

$$L_u = mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - mRT_2 \ln \frac{v_3}{v_4} \text{ и количество теплоты, превращенное в работу,}$$

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

Но затраченная теплота равна теплоте, подведенной при изотермическом расширении: $Q_{1-2} = Q_1 = mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$.

Таким образом, термический КПД цикла Карно может быть выражен формулой

$$\eta_t = \frac{L_u}{Q_1} = \frac{mR \left(T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4} \right)}{mRT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}} = \frac{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4}}{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1}} \quad (1.73)$$

Эта формула (1.73) упрощается на основании следующих соображений. Для адиабат имеем зависимости:

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

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

После деления первого уравнения на второе получим:

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

Логарифмируя, находим

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

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

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (1.74)$$

Замечание: как видно, значение η_t зависит от температур T_1 и T_2 . При этом η_t тем больше, чем больше разница между T_1 и T_2 . Термический КПД цикла Карно равен единице в практически недостижимых случаях, когда $T_2 = 0$ или $T_1 = \infty$. Реальная тепловая машина не может работать по циклу Карно, так как температура рабочего тела не равна температуре горячего источника T_1 . Это возможно лишь при бесконечно медленном протекании

процессов в цикле, и конечная работа будет получаться за бесконечно большое время. Мощность двигателя, работающего по циклу Карно, равна нулю.

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

3. Энтропия, термодинамическое тождество

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

$$\frac{dQ}{T} = dS \quad (1.75)$$

или
$$dQ = TdS, \quad (1.76)$$

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

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

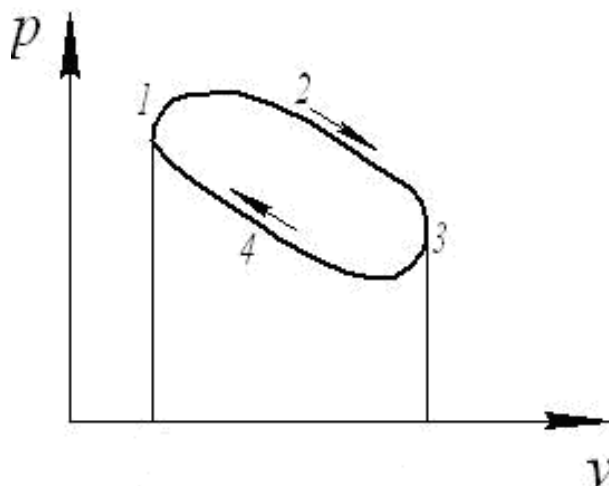


Рис. 1.11 – Процесс превращения теплоты в работу

Итак, имеем обратимый цикл, для которого

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0 \quad (1.77)$$

Представим его в виде

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

меняя пределы второго интеграла

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

Таким образом, независимо от пути перехода 1 в 3 изменение энтропии определяется только начальным и конечным состоянием системы (рабочего тела) (рис. 1.11). Это справедливо и для обратимых и необратимых процессов.

Однако у необратимых процессов энтропия всегда больше, чем значение интеграла, т. е. $dS > \frac{dQ}{T}$.

Теперь объединим уравнение первого и второго законов термодинамики:

$$\text{– первый закон: } dQ = dU + dL \quad (1.78)$$

$$\text{– второй закон: } dQ = TdS \quad (1.79)$$

Термодинамическое тождество:

$$Tds = dU + dL \quad (1.80)$$

Для необратимых циклов

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

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

Так как часть цикл протекает с потерями, то

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

$$\oint_{1-2-3} \frac{dQ}{T} < \oint_{1-4-3} \frac{dQ}{T}$$

Так как для обратимого процесса 1–4–3

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

то

для необратимого процесса 1–2–3

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

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

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

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

Итак, в данном разделе были представлены и разобраны уравнения второго закона термодинамики.

1.6. Лекция 6

Тема: Реальные газы и пары

Вопросы:

1. Понятие о фазовом переходе
2. Реальный газ. Термодинамические свойства реальных газов
3. Уравнение состояния реальных газов (уравнение Ван-дер-Ваальса)
4. Вириальные уравнения состояния реальных газов
5. Парообразование при постоянном давлении
6. Тройная точка. Фазовые переходы
7. Таблица термодинамических свойств веществ

1. Понятие о фазовом переходе

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

Если сжимать газ при постоянной температуре, то можно достигнуть состояния насыщения (сжижения газа), соответствующего этой температуре и некоторому определенному давлению. При дальнейшем сжатии пар будет конденсироваться и в определенный момент полностью превратится в жидкость. Процесс перехода пара в жидкость проходит при постоянных температуре и давлении, так как давление насыщенного пара однозначно определяется температурой.

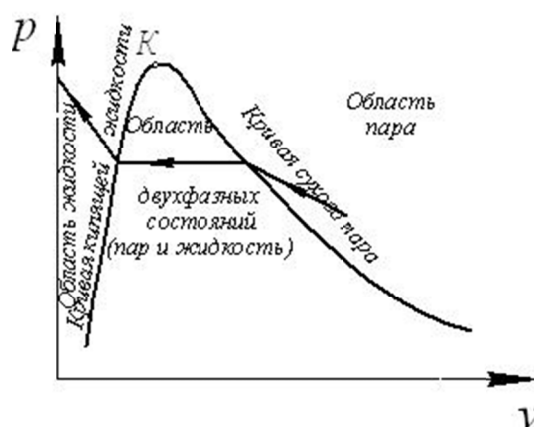


Рис. 1.12 – Процесс перехода пара в жидкость на p v – диаграмме

На этой p v – диаграмме область двухфазных состояний (пар и жидкость) лежит между кривыми кипящей жидкости и сухого насыщенного пара (рис. 1.12). При увеличении давления эти кривые сближаются. Сближение происходит потому, что объем пара уменьшается, а объем жидкости увеличивается.

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

2. Реальный газ. Термодинамические свойства реальных газов

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

$$pV = nRT, \quad (1.81)$$

где R – универсальная газовая постоянная.

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

Так, для газов с низкой температурой сжижения (He, H₂, Ne и даже N₂, O₂, Ar, CO, CH₄) при давлениях до 50 атм отклонения не превышают 5 %, а при давлениях до 10 атм – 2 %. Легко конденсирующиеся газы (CO₂, SO₂, Cl₂, CH₃Cl) уже при 1 атм обнаруживают отклонения до 2–3 %.

Одной из наглядных характеристик отклонений реальных газов от идеального поведения оказывается мольный объем газа $V_{\mu} = V/n$. Для идеального газа он равен 22,414 л при 1 атм и 273 К. Значения V_{μ} для некоторых реальных газов представлены в следующей табл. 1.2:

Таблица 1.2

Мольные объемы газов при 1 атм и 273 К

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

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

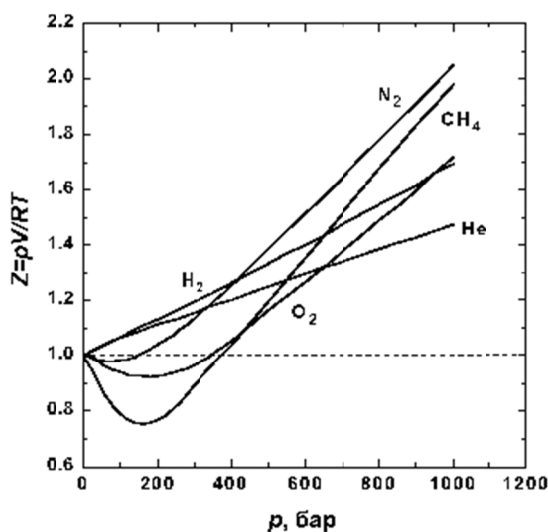


Рис. 1.13 – Факторы сжимаемости для некоторых реальных газов

На этом рис. 1.13 представлены факторы сжимаемости для некоторых реальных газов как функции давления при 298 К (для сравнения поведение идеального газа показано пунктиром). При высоких давлениях для всех газов $Z > 1$, т. е. их труднее сжать, чем идеальный газ, поскольку в этой области преобладают силы межмолекулярного отталкивания.

Из рисунка 1.14 видно, что при более низких давлениях для некоторых газов $Z > 1$, что объясняется преобладанием межмолекулярного притяжения. При $p \rightarrow 0$ эффект межмолекулярного притяжения исчезает, потому что расстояние между молекулами стремится к бесконечности, и для всех газов $Z \rightarrow 1$, т. е. в этих условиях все газы ведут себя почти идеально.

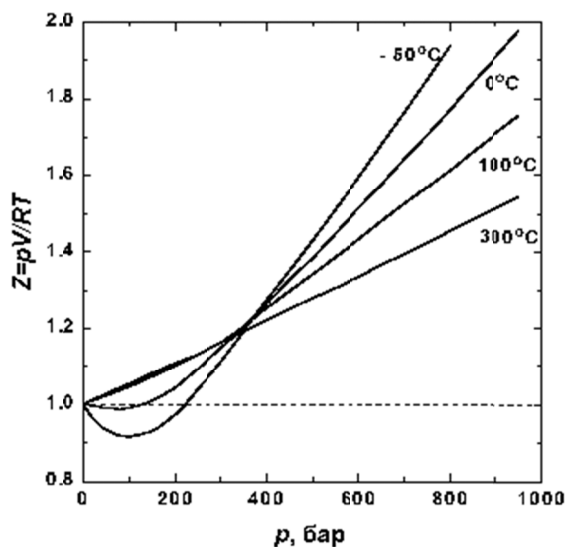


Рис. 1.14 – Факторы сжимаемости для азота при разных температурах

По мере уменьшения температуры эффект межмолекулярного притяжения увеличивается (что проявляется в образовании минимума на кривых в области давлений около 100 бар). Минимум на кривых обнаруживается для всех газов, если температура достаточно низка.

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

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

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

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

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

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

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

$$\left(p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT \quad (1.82)$$

Это уравнение отличается от уравнения Клапейрона двумя поправками:

– поправкой на объем самих молекул b ,

– поправкой на так называемое внутреннее давление a/v^2 , обусловленное взаимным притяжением молекул газа.

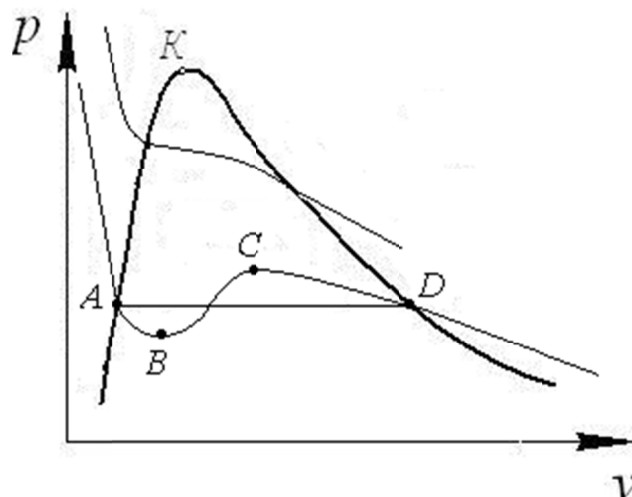


Рис. 1.15 – График состояния идеального газа

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

Давление проходит через максимум в точке С (рис. 1.15).

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

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

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

Отсюда получим

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = -\frac{RT}{(v-b)^2} + \frac{2a}{v^3} = 0 \quad (1.83)$$

$$\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_T = \frac{2RT}{(v-b)^3} - \frac{6a}{v^4} = 0 \quad (1.84)$$

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

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

$$T_{кр} = \frac{8a}{27Rb} \quad (1.85)$$

$$v_{кр} = 3b \quad (1.86)$$

$$p_{кр} = \frac{a}{27b^2} \quad (1.87)$$

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

$$a = \frac{27 R^2 T_{кр}^2}{64 p_{кр}} \quad (1.88)$$

$$b = \frac{v_{кр}}{3} \quad (1.89)$$

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

4. Вириальные уравнения состояния реальных газов

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

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

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

$$Z = \frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B_2(T)}{v} + \frac{B_3(T)}{v^2} + \frac{B_4(T)}{v^3} + \dots, \quad (1.90)$$

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

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

$$U_n = f(r) \quad (1.91)$$

применяют выражения, так называемые потенциалы.

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

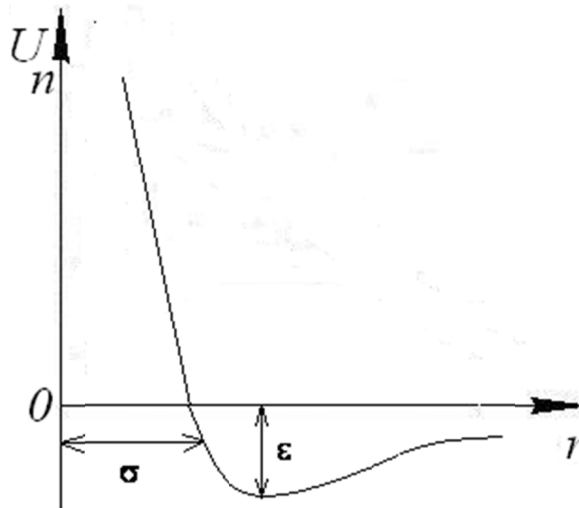


Рис. 1.16 – Кривая свойств реального газа в широком диапазоне изменения параметров

$$U_n = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right], \quad (1.92)$$

где r – расстояние между молекулами; σ – значение r , при котором $U_n = 0$; ε – максимальная энергия притяжения (глубина потенциальной ямы).

Значение σ и ε для каждого газа определяются экспериментально.

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

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

$$\left(\pi + \frac{3}{\varphi^2} \right) (3\varphi - 1) = 8\tau, \quad (1.93)$$

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

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

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

Закон соответственных состояний

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

Вещества, подчиняющиеся этому закону называются термодинамически подобными.

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

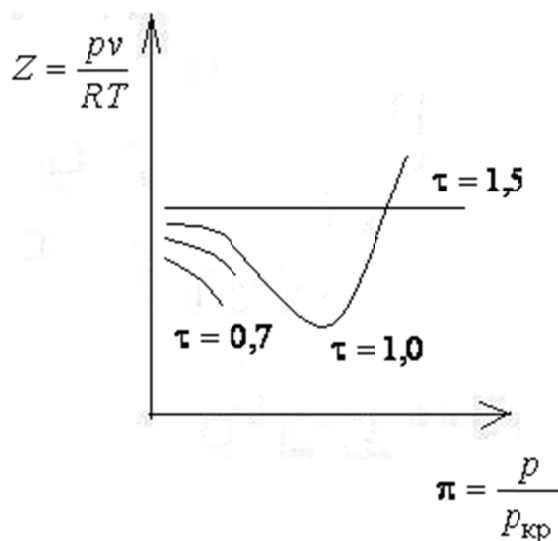


Рис. 1.17 – $Z\pi$ – диаграмма по результатам экспериментов для различных веществ

Для малоизученных веществ, зная критические параметры (рис. 1.17) находят π и τ . По диаграмме находят фактор сжимаемости Z .

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

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

5. Парообразование при постоянном давлении

1 кг жидкости при t_0 находимся в цилиндре под поршнем при постоянном внешнем давлении. Удельный объем жидкости v'_0 . Считая жидкость несжимаемой можно провести изохору через точки l' , l , l'' .

Для несжимаемой жидкости эта изохора совпадает с изотермой (рис. 1.18) при t_0 .

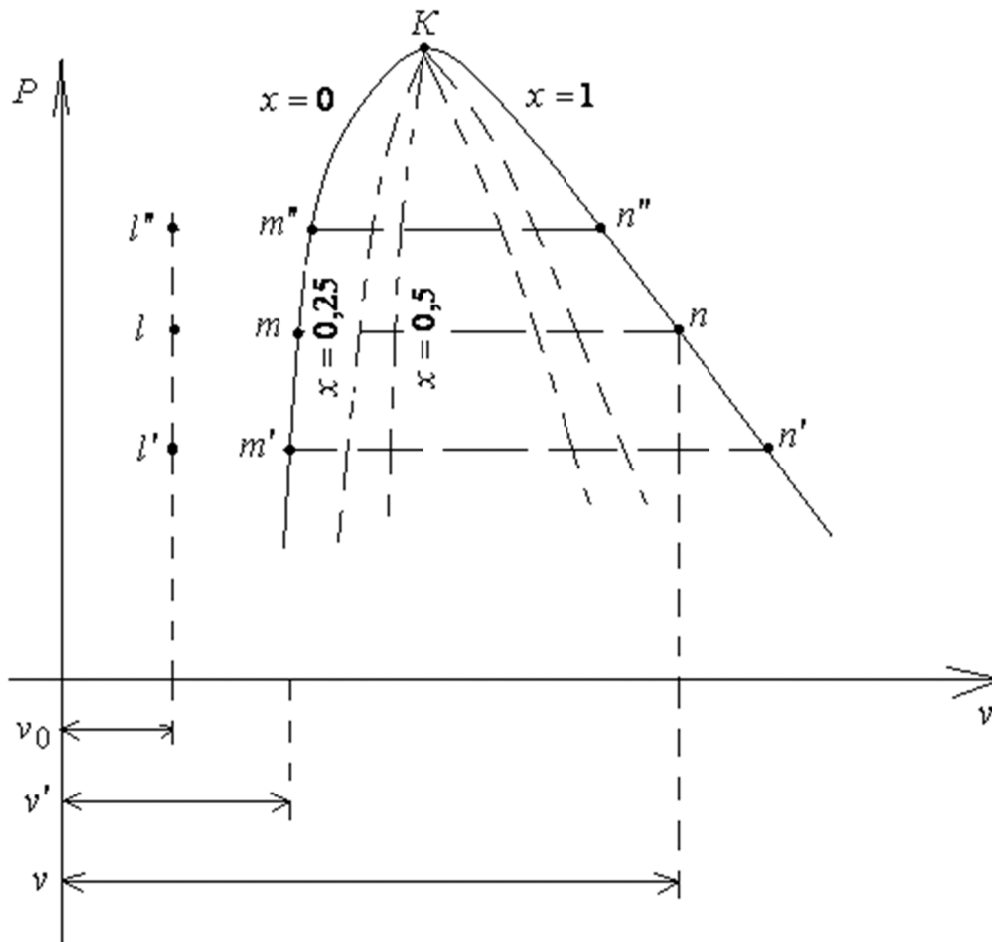


Рис. 1.18 – Кривая состояния жидкости при постоянном давлении

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

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

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

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

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

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

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

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

$$x = \frac{m_{с.п.}}{m_{в.п.}} \quad (1.94)$$

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

6. Тройная точка. Фазовые переходы

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

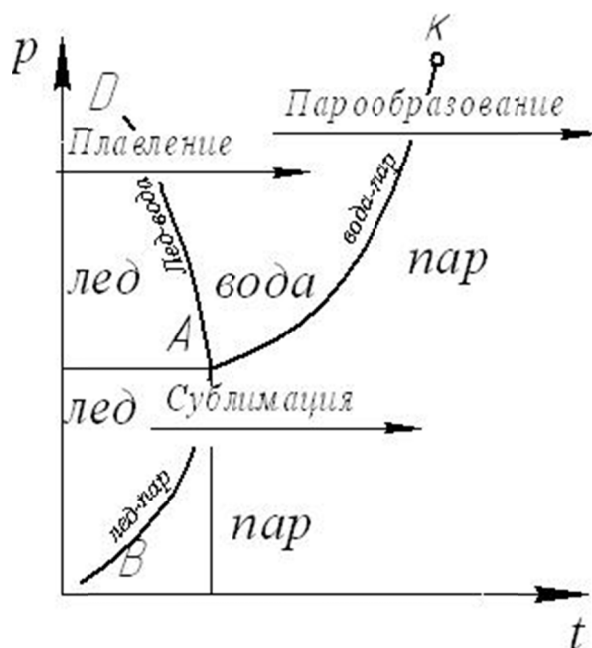


Рис. 1.19 – Фазовая pt – диаграмма

Переход из одного агрегатного состояния в другое удобно рассматривать на фазовой pt – диаграмме (рис. 1.19) кривая равновесия жидкой и газообразной фаз заканчивается в критической точке К. Если от жидкости отбирать теплоту при постоянном давлении, то при определенной температуре жидкость переходит в твердое состояние.

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

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

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

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

Таким образом, в этой точке находятся в термодинамическом равновесии три фазы вещества: твердая, жидкая и газообразная. Все три фазы находятся в равновесии.

7. Таблица термодинамических свойств веществ

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

Для численных расчетов на ЭВМ необходимо располагать надежными данными о теплофизических свойствах воды и водяного пара в широкой области давлений и температур. Анализ и обобщение известных теоретических и экспериментальных результатов приводятся в ряде фундаментальных работ, которые проводились в рамках Международной организации по свойствам водяного пара и изложены в книге Ривкин С.Л. В этой книге представлены теплофизические свойства воды и водяного пара. Таблицы термодинамических

свойств составлены по Международной системе уравнений 1968 г. для точного описания свойств воды и водяного пара. Международная система уравнений описывает термодинамические свойства обычной воды во всей области параметров от идеально-газового состояния (при нулевом давлении) до давления 100 МПа при температурах от 0 до 800 °С. Эта область делится на семь подобластей, пронумерованных от 1 до 7 и показанных в Т, s-диаграмме.

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

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

Итак, в данном разделе были описаны реальные газы и пары и их характеристики.

1.7. Лекция 7

Тема: Течение газов

Вопросы:

1. Располагаемая работа газа
2. Скорость истечения и расход газа
3. Истечение из суживающихся сопел
4. Дросселирование

1. Располагаемая работа газа

Располагаемая работа газа при адиабатном течении, без подвода теплоты извне

$$dl_0 = dw^2/2 = wdw = -vdp = -dh \quad (1.95)$$

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

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

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

Из этой же формулы следует, что приращение кинетической энергии равно технической работе, которая была бы совершена в аналогичном статическом процессе, уравнение которого совпадает с уравнением процесса движущегося элемента потока. Это и является основанием для изображения процессов течения в термодинамических диаграммах ($p-v$, $T-s$, $h-s$) (рис. 1.20).

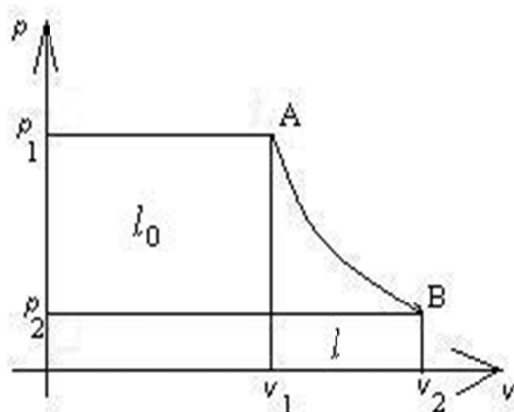


Рис. 1.20 – Процесс течения газа в термодинамической диаграмме – $p-v$

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

$$l_0 = - \int_{p_2}^{p_1} v dp \quad (1.96)$$

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

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

процесса, которая ограничена крайними ординатами и осью абсцисс.

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

$$l_0 = - \int_{p_2}^{p_1} p_1^{1/k} v_1 \frac{dp}{p^{1/k}} = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1/k} \right]. \quad (1.97)$$

Работа расширения для адиабатного процесса определяется по формуле

$$l = \frac{1}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1/k} \right] \quad (1.98)$$

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

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

$$l_0 = - \int_{h_1}^{h_2} dh = h_1 - h_2 \quad (1.99)$$

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

2. Скорость истечения и расход газа

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

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

$$w = \sqrt{2l_0} \quad (1.100)$$

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

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

$$w = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2h_0} \quad (1.101)$$

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

При истечении газа в вакуум ($p_2 = 0$) скорость истечения должна быть максимальной:

$$w_{\max} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1} \quad (1.102)$$

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

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

$$\dot{m} = F_2 \frac{p_1}{\sqrt{RT_1}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{k-1/k} \right]} \quad (1.103)$$

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

3. Истечение из суживающихся сопел

Рассмотрим истечение из резервуара бесконечно большого объема через суживающееся сопло и проанализируем скоростные и расходные характеристики потока (рис. 1.21).

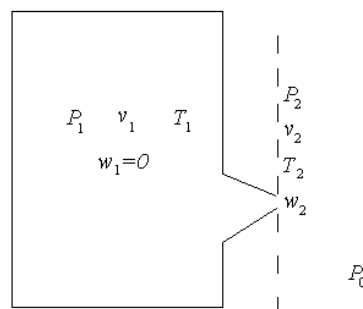


Рис. 1.21 – Истечение газа из резервуара через суживающееся сопло

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

Начальную скорость газа в резервуаре примем равной нулю ($w_1 = 0$). Температуру, удельный объем, давление и скорость на выходе (срезе) сопла обозначим через p_2, v_2, T_2, w . Давление внешней среды, куда происходит истечение, обозначим через p_0 . При так называемом расчетном режиме истечения $p_0 = p_2$, т. е. давление на срезе сопла должно в процессе истечения равняться давлению окружающей среды. Если в рассматриваемом случае истечение газа является обратимым и адиабатным, то скорость и расход газа через сопло можно определить из уравнений (1.101) и (1.103) полученных ранее.

При истечении газа из резервуара можно получить максимальный расход газа. Его значение определится давлением на срезе сопла. Для определения максимального расхода возьмем первую производную от выражения, стоящего в квадратных скобках уравнения (1.103) и приравняем ее нулю. В результате соответствующих преобразований получим:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} \quad (1.104)$$

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

$$\beta_{кр} = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} \quad (1.105)$$

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

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

$$\dot{m}_{\max} = F \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{2/(k-1)} \frac{p_1}{v_1}} \quad (1.106)$$

Максимальному расходу соответствует критическая скорость – $w_{кр}$. Критическая скорость наступает только тогда, когда перепад давлений:

$$\Delta p = p_1 - p_{кр} = p_1 (1 - \beta_{кр}) \quad (1.107)$$

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

$$w_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1} \quad (1.108)$$

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

Так как для критического сечения справедливы соотношения

$$P_1 = P_{кр} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)}; v_1 = v_{кр} \left(\frac{P_{кр}}{P_1}\right)^{1/k} = v_{кр} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)},$$

то, подставляя эти значения формулу, получим после преобразований

$$w_{кр} = \sqrt{kp_{кр}v_{кр}} \quad (1.109)$$

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

Скорость распространения звука определяется по формуле Лапласа

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} = \sqrt{-v^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s} \quad (1.110)$$

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

В итоге получим:

$$a = \sqrt{kp/\rho} = \sqrt{kp v} = \sqrt{kRT} \quad (1.111)$$

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

$$F_{\min} = \dot{m}_{\max} / \left[\left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \frac{p_1}{v_1}} \right] \quad (1.112)$$

4. Дросселирование

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

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

В процессе дросселирования к рабочему телу может подводиться тепло. Рассмотрим процесс адиабатного дросселирования, в котором к газу (жидкости) не подводится и от него не отводится тепло (рис. 1.22).

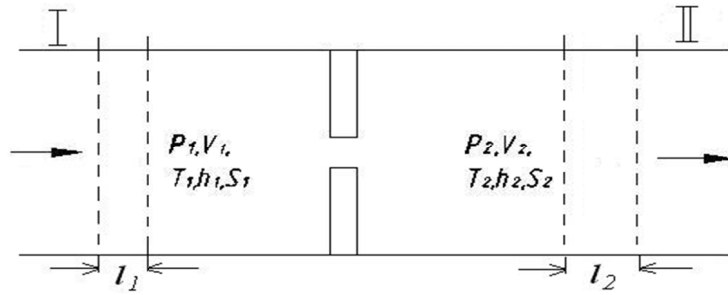


Рис. 1.22 – Процесс адиабатного дросселирования

Пусть между сечениями I и II находится некоторая масса газа. Площадь сечения S , параметры состояния газа до дроссельной диафрагмы p_1 , v_1 и T_1 , а после нее p_2 , v_2 и T_2 . Поршень I перемещается на расстояние l_1 , а II – на l_2 . Так как $p_2 < p_1$, $v_2 > v_1$, то $l_2 > l_1$.

Работа по перемещению поршня I $L_I = p_1 l_1 S$, так как $V_1 = m v_1$, то $L_I = p_1 v_1 m$, аналогичным образом подсчитывается работа, которую производит, перемещаясь, поршень II против давления p_2 $L_{II} = p_2 v_2 m$. Таким образом, суммарная работа по перемещению газа массой m

$$L = L_{II} - L_I$$

или

$$L = (p_2 v_2 - p_1 v_1) m, \quad (1.113)$$

что является работа проталкивания.

Эта работа затрачивается на преодоление местного сопротивления, превращаясь в работу. Мы рассматриваем адиабатное дросселирование, а работа в адиабатном процессе может быть произведена только за счет уменьшения внутренней системы. Следовательно,

$$L = (u_1 - u_2) m, \quad (1.114)$$

где u_1 – внутренняя энергия до диафрагмы, u_2 – внутренняя энергия после диафрагмы.

Приравняв между собой формулы (1.113) и (1.114)

$(p_2 v_2 - p_1 v_1) m = (u_1 - u_2) m$, получим:

$$u_1 + p_1 v_1 = u_2 + p_2 v_2, \quad (1.115)$$

или по определению энтальпии $h_1 = h_2$.

Следовательно, в результате адиабатного дросселирования значение энтальпий рабочего тела до и после местного сопротивления одинаковы.

Этот вывод справедлив для идеального и реального газа, но при соблюдении следующих условий:

1. Скорость потока мала, т. е. можно пренебречь изменением кинетической энергии;
2. Рассматриваемые сечения I и II достаточно удалены от дроссельной диафрагмы;
3. Труба расположена горизонтально;

4. Сечение трубы постоянно, т. е. можно пренебречь изменением потенциальной энергии:

– для идеального газа в результате дросселирования температура не меняется, т. к. энтальпия является однозначной функцией температуры.

– для реального газа $s_2 > s_1$ и $v_2 > v_1$, $p_2 < p_1$, а температура может увеличиваться или оставаться неизменной.

Таким образом, в данном разделе представлены течения газов и выводы формул.

1.8. Лекция 8

Тема: Циклы поршневых двигателей

Вопросы:

1. Общая характеристика
2. Цикл Отто
3. Цикл Дизеля
4. Цикл Тринклера

1. Общая характеристика

Двигатели внутреннего сгорания – это тепловые машины, в которых подвод тепла к рабочему телу осуществляется за счет сжигания топлива внутри самого двигателя.

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

Двигатели внутреннего сгорания обладают двумя существенными преимуществами:

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

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

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

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

Различают 3 основных вида циклов поршневого двигателей внутреннего сгорания:

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

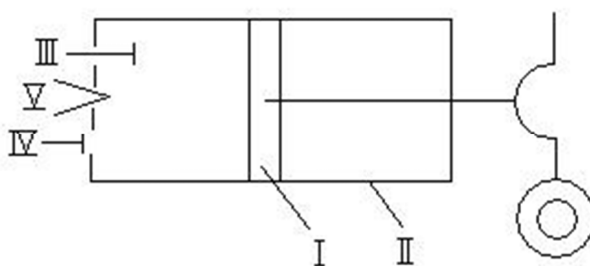


Рис. 1.23 – Схема двигателя

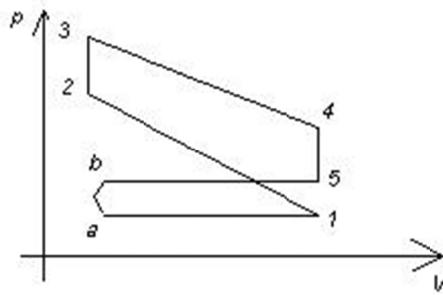


Рис. 1.24 – Индикаторная диаграмма

Поршень I совершает возвратно-поступательное движение в цилиндре II, снабженном всасывающим III и выхлопным IV клапанами (рис. 1.23).

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

1–2 – горючая смесь сжимается, давление возрастает.

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

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

3–4 – под этим давлением поршень перемещается вправо.

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

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

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

2. Цикл Отто

Термодинамический анализ цикла Отто удобно проводить, рассматривая идеализированный цикл. Процессы сжатия (1–2) и расширения (3–4) в этом цикле происходят за весьма короткие промежутки времени, в течение которых не успевает произойти заметного теплообмена с окружающей средой, то с хорошим приближением эти процессы можно считать адиабатными (рис. 1.25).

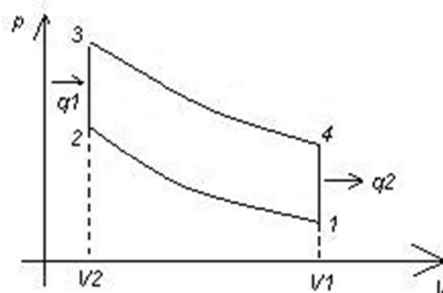


Рис. 1.25 – P-v диаграмма

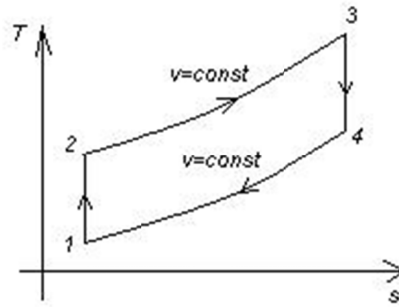


Рис. 1.26 – T-s – диаграмма

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

Работа, производимая двигателем за один цикл, изображается площадью 2–3–4–1–2 (рис. 1.26).

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

Количество тепла q_1 – подводимого в изохорном процессе 2–3

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2), \quad (1.116)$$

где – T_2 и T_3 – температуры рабочего тела до и после подвода тепла,

c_v – средняя теплоемкость рабочего тела в рассматриваемом интервале температур.

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

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1), \quad (1.117)$$

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

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

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

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

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

соотношением

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

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

где ε – степень сжатия.

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

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

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

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

Учитывая, что $v_3 = v_2$ и $v_4 = v_1$. Получаем следующие соотношения:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \quad \text{или} \quad \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}. \quad \text{Тогда получаем термический к.п.д. цикла Отто:}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (1.118)$$

Из уравнения (1.118) ясно, что термический к.п.д. цикла Отто зависит только от степени сжатия рабочего тела в адиабатный процесс 1–2, причем, чем больше степень сжатия ε , тем выше термический к.п.д. цикла.

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

Замечание: Однако в цикле Отто осуществить сжатие до слишком высоких значений ε , сопровождающиеся значительным повышением температуры и давления, не удастся по той причине, что достижение определенного значения ε часто еще до прихода поршня в левое крайнее положение происходит самовоспламенение горючей смеси, этот процесс носит детонационный характер и разрушает элементы двигателя.

3. Цикл Дизеля

Степень сжатия ε в цикле может быть повышена, если сжимать не горючую смесь, а чистый воздух, а затем после окончания процесса сжатия вводить в цилиндр горючее. Именно на этом принципе основан цикл Дизеля (рис. 1.27).

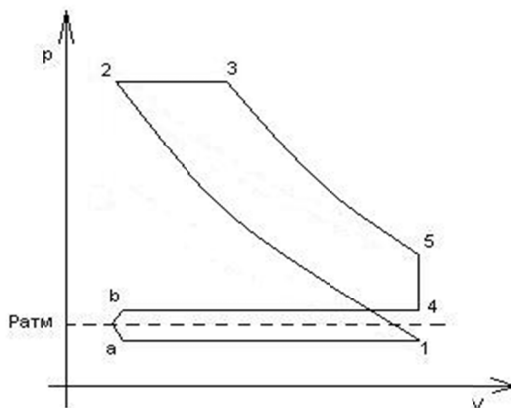


Рис. 1.27 – Индикаторная диаграмма

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

2–3 процесс расширения воздуха, одновременно через специальную фосунку впрыскивается топливо, за счет высокой температуры сжатого воздуха топливо воспламеняется и сгорает при постоянном давлении, что обеспечивает расширение газа от v_2 до v_3 при $p = \text{const}$ (рис. 1.28).

Поэтому цикл Дизеля называют циклом сгорания при постоянном давлении.

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

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

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

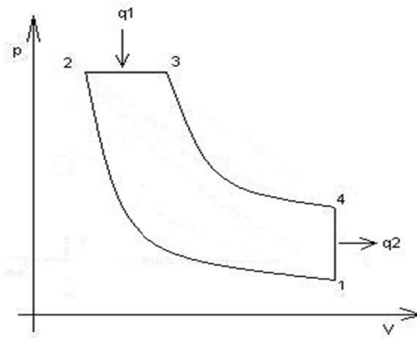


Рис. 1.28 – P-v диаграмма

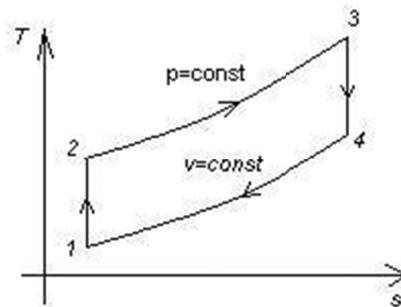


Рис. 1.29 – T-s –диаграмма

1–2 адиабата сжатия,
 2–3 изобарный подвод тепла,
 3–4 адиабата расширения,
 4–1 изохорный отвод тепла (рис. 1.29).

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

Введем обозначение ρ - степень предварительного расширения:

$$\rho = \frac{v_3}{v_2} \quad (1.119)$$

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

1–4 изохорный процесс, тогда

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

2–3 изобарный процесс, тогда

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)\varepsilon^{k-1}} \quad (1.120)$$

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

Сравним к.п.д. Отто и Дизеля.

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

Если считать одинаковой степень сжатия, то к.п.д. Отто выше к.п.д. Дизеля (рис. 1.30).

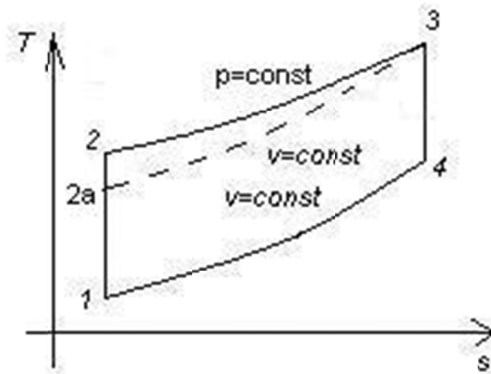


Рис. 1.30 – Цикл К.П.Д. Отто и Дизеля в сравнении

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

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

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

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

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

Недостаток двигателя Дизеля по сравнению с двигателем Отто является необходимость затраты работы на привод устройства для распыления топлива и относительная тихоходность, обусловленная более медленным сгоранием топлива.

4. Цикл Тринклера

Гибрид циклов Отто и Дизеля является цикл со смешанным сгоранием – Тринклера (рис. 1.31 и 1.32).

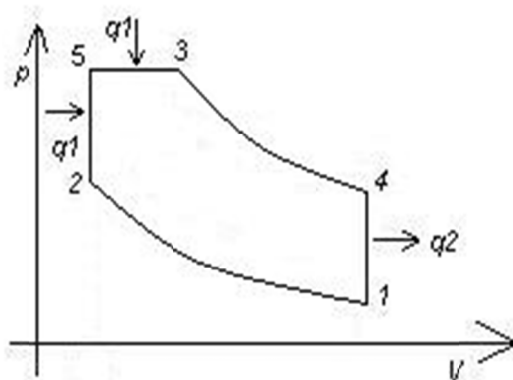


Рис. 1.31 – P-v диаграмма

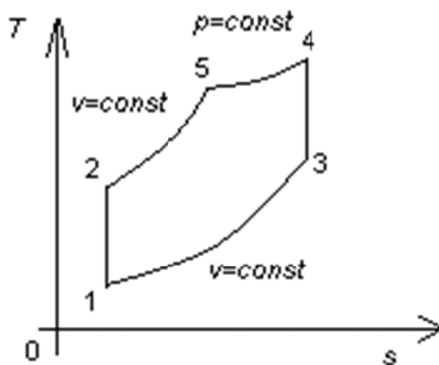


Рис. 1.32 – T-s –диаграмма

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

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

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

3–4 по окончании сгорания топлива дальнейшее расширение продуктов сгорания.

4–1 отработанные газы удаляются из цилиндра.

Положительные стороны

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

– Часть сгорает при $p = const$ в отличие от цикла Отто.

Определим к.п.д.

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (1.121)$$

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

Тогда количество подведенной теплоты

$$q_1 = q_1' + q_1'', \quad (1.122)$$

где $q_1' = c_v(T_5 - T_2)$ и $q_1'' = c_p(T_3 - T_5)$.

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_5 - T_2) + c_p(T_3 - T_5)} \quad (1.123)$$

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

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

Для изохоры 4–1 справедливо

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1}, \quad (1.124)$$

и уравнения адиабат 1-2 и 3-4

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

Разделим и учитывая $v_1 = v_4$, получим

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \left(\frac{v_3}{v_2} \right)^k \quad (1.125)$$

Так как $p_3 = p_5$ и $v_2 = v_5$

$$\frac{p_4}{p_1} = \lambda \rho^k, \quad (1.126)$$

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

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

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

Так как 2-5 изохорный процесс, тогда

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

Так как 5-3 изобарный процесс, тогда

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

Так как

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

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{((\lambda - 1) + \lambda k (\rho - 1)) \varepsilon^{k-1}}. \quad (1.127)$$

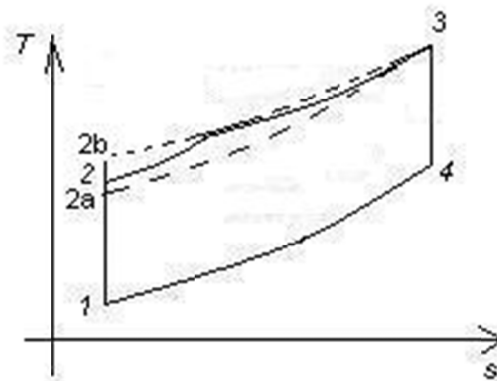


Рис. 1.33 – T-s – диаграмма

На T-s – диаграмме (рис. 1.33) цикл Дизеля 1–2b–3–4–1, цикл Отто 1–2a–3–4–1, цикл Тринклера 1–2–3–4–1.

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

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

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

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

Итак, в данном разделе были представлены различные циклы поршневых двигателей.

1.9. Лекция 9

Тема: Циклы газотурбинных установок

Вопросы:

1. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении
2. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме.
3. Идеальный цикл ГТУ с регенерацией

1. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении

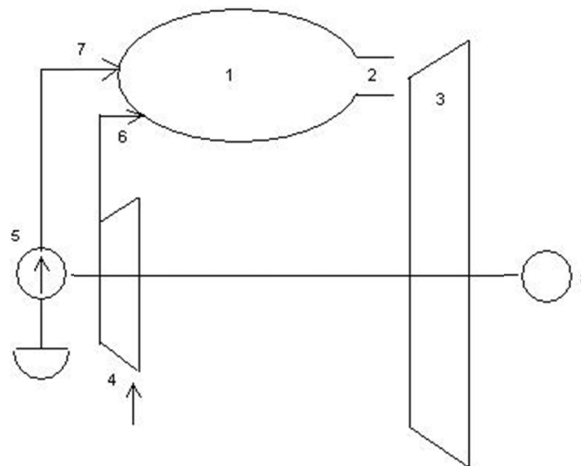


Рис. 1.34 – Схема установки

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

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

так и газообразным (рис. 1.34).

Сгорание топлива происходит в камере сгорания при $p = \text{const}$ (рис. 1.35). Продукты сгорания, расширившись в сопле 2 газовой турбины, попадают на лопатки 3 турбины, производят там работу и затем выбрасываются в атмосферу. Давление отработавших газов несколько превышает атмосферное (рис. 1.36).

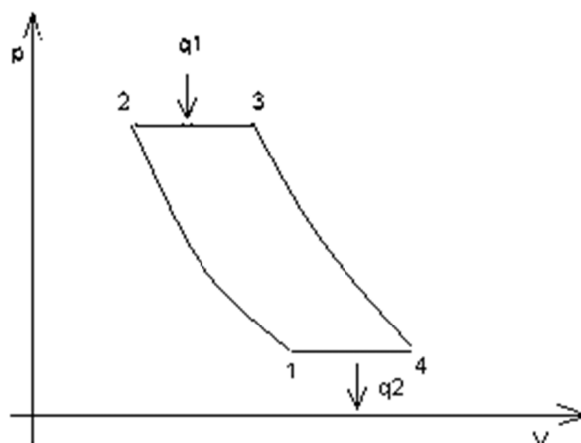


Рис. 1.35 – P-v – диаграмма идеализированного цикла ГТУ

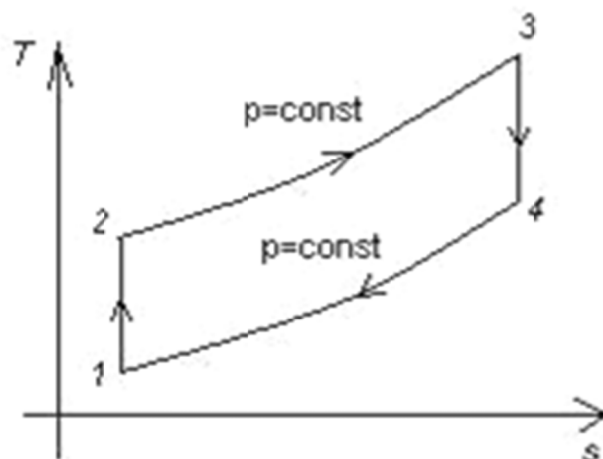


Рис. 1.36 – T-s – диаграмма идеализированного цикла ГТУ

1–2 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре,

2–3 – изобарный подвод тепла,

3–4 – адиабатное расширение на лопатках турбины,

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

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

Выведем формулу для КПД

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (1.128)$$

Количество подведенной теплоты $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$, количество отведенной

теплоты $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$. Будем учитывать, что $\tilde{n}_p = \text{const}$.

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}. \quad (1.129)$$

Из уравнения адиабаты 1-2 $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$, $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$,

тогда $T_2 = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}$. Из уравнения изобары 2-3 $\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2}$, тогда

$$T_3 = T_2 \cdot \rho = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho.$$

Из уравнения адиабаты 3-4 $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$.

$$\begin{aligned} T_4 &= T_3 \cdot \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = T_3 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1-k}{k}} = T_3 \cdot \rho^{\frac{1-k}{k}} = T_3 \cdot \rho^{\frac{1}{k}-1} = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho^{\frac{1}{k}-1} \cdot \rho = \\ &= T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho^{\frac{1}{k}}. \end{aligned}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho^{\frac{1}{k}} - T_1}{T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho - T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (1.130)$$

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

2. Цикл газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном объеме

В случае сгорания топлива происходит при постоянном объеме, характеристиками цикла являются (рис. 1.37)

$\beta = p_2/p_1$ и $\lambda = p_3/p_2$, λ – степень добавочного повышения давления.

Выведем формулу для КПД

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} \quad (1.131)$$

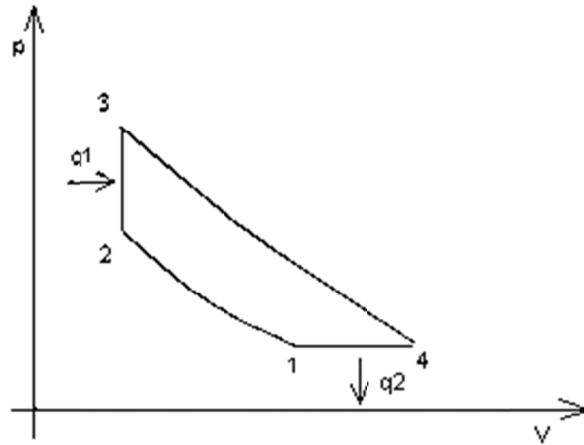


Рис. 1.37 – P-v – диаграмма идеализированного цикла ГТУ

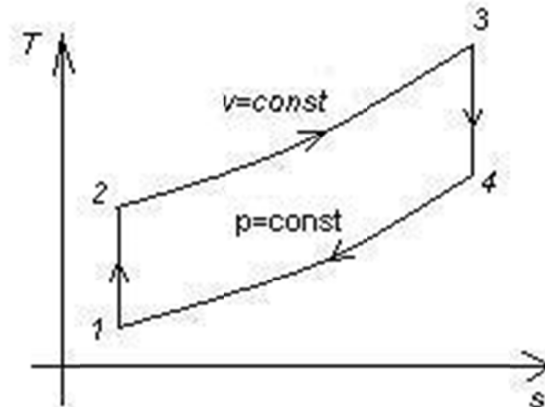


Рис. 1.38 – T-s – диаграмма идеализированного цикла ГТУ

Количество подведенной теплоты $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$, количество отведенной теплоты $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$ (рис. 1.38). Будем учитывать, что $\tilde{n}_p = \text{const}$, $\tilde{n}_v = \text{const}$.

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{k(T_4 - T_1)}{T_3 - T_2}, \text{ т. к. } \frac{c_p}{c_v} = k. \quad (1.132)$$

Из уравнения адиабаты 1-2 $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$, $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$, тогда

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

Из уравнения изохоры 2-3 $\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2}$, тогда $T_3 = T_2 \cdot \frac{p_3}{p_2} = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \lambda$.

Из уравнения адиабаты 3-4 $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{\lambda p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$.

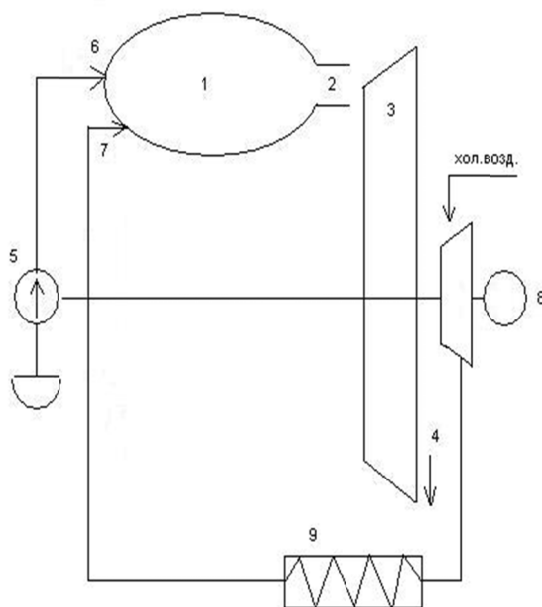
$$T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{1}{\beta}\right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{\frac{k-1}{k}} \left(\frac{1}{\beta}\right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot \lambda = T_1 \cdot \lambda^{\frac{1}{k}}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{kT_1 \cdot (\lambda^{1/k} - 1)}{\frac{k-1}{T_1 \cdot \beta^k (\lambda - 1)}} = 1 - \frac{k \cdot (\lambda^{1/k} - 1)}{\frac{k-1}{\beta^k (\lambda - 1)}} \quad (1.133)$$

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

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

3. Идеальный цикл ГТУ с регенерацией



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

Рис. 1.39 – Схема установки

Сжатый воздух из турбокомпрессора направляется в регенератор (9), где от газов вышедших из камеры сгорания (1) он нагревается (рис. 1.39).

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

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

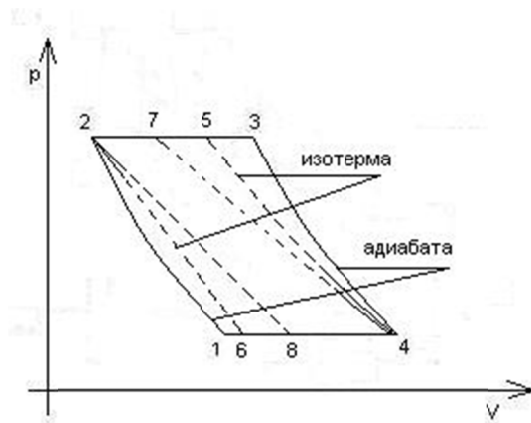


Рис. 1.40 – Идеальный цикл ГТУ с регенерацией

1–2 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре,
 2–5 – изобарный подвод тепла в регенераторе,
 5–3 – подвод теплоты при $p = \text{const}$ в камере сгорания,
 3–4 – адиабатное расширение продуктов сгорания с соплах турбины.
 4–6 – изобарный отвод тепла от газов в регенераторе,
 6–1 – изобарный отвод тепла от газов на выходе из регенератора
 (рис. 1.40).

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

КПД при полной регенерации

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

Так как

$$T_2 = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_3 = T_1 \cdot \beta^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho, \quad T_4 = T_1 \cdot \rho. \quad \text{Тогда } \eta_t = 1 - \frac{1}{\rho} \text{ или}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_4} \quad (1.134)$$

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

Термический КПД в этом случае зависит от степени регенерации

$$\sigma = \frac{T_7 - T_2}{T_5 - T_2} = \frac{T_4 - T_8}{T_4 - T_6} = \frac{T_4 - T_8}{T_5 - T_2} \quad (1.135)$$

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

$$\eta_{\text{с рег}} = 1 - \frac{T_4 - T_1 - \sigma(T_5 - T_2)}{T_3 - T_2 - \sigma(T_5 - T_2)} \quad (1.136)$$

Итак, в данном разделе были представлены различные циклы

газотурбинных установок.

1.10. Лекция 10

Тема: Циклы паротурбинных установок

Вопросы:

1. Цикл Карно для водяного пара
2. Цикл Ренкина

1. Цикл Карно для водяного пара

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

Карно. Рабочим телом служит пар какой-либо жидкости. Чаще водяной пар (рис. 1.41).

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

На выходе из турбины влажный пар имеет давление p_2 и температуру T_2 . Далее пар поступает в конденсатор (4) – теплообменник, в котором с помощью охлаждающей воды от пара отводится тепло, пар конденсируется и следовательно степень сухости уменьшается (рис. 1.42–1.43).

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

- 1 – котел,
- 2 – паровая турбина,
- 3 – электрогенератор,
- 4 – конденсатор,
- 5 – компрессор.

Рис. 1.41 – Схема установки

Рис. 1.42 – P-v - диаграмма

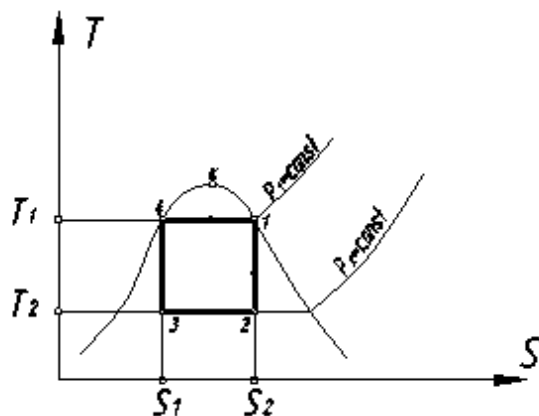


Рис. 1.43 – T-s – диаграмма

- 4–1 изобарно-изотермический подвод тепла к влажному водяному пару в котле,
- 1–2 адиабатное расширение в турбине до давления p_2 ,

- 2–3 изобарно-изотермический отвод тепла в конденсаторе,
 3–4 адиабатное сжатие пара в компрессоре до давления p_1 .

Тогда так как $\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$, и $dq = dh$ (из первого закона термодинамики)

$q_1 = h_1 - h_4$ и $q_2 = h_2 - h_3$, то

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)}{h_1 - h_4} \quad (1.137)$$

Недостатки паросиловых установок работающих по циклу Карно:

– В процессе 2–3 конденсация пара осуществляется не полностью, так как это требует значительного объема компрессора;

– Необходимость осуществления цикла Карно только в области двухфазных состояний не позволяет иметь высокую начальную температуру пара, т. е. не дает возможность получить большие значения термического КПД.

2. Цикл Ренкина

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

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

В цикле Ренкина возможно применения перегретого пара, что позволяет повысить среднюю интегральную температуру подвода теплоты и тем самым увеличить КПД цикла.

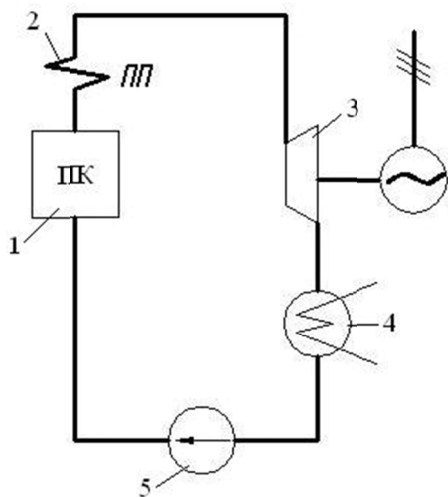


Рис. 1.44 – Схема установки

В турбине 3 происходит преобразование теплоты в работу. Отработанный пар отдает часть тепла охлаждающей воде в холодильнике 4 и насосом 5 подается обратно в котел. В паровом котле 1 за счет теплоты сгорающего в топке топлива происходит процесс парообразования, в пароперегревателе 2 достигаются необходимые параметры пара (рис. 1.44).

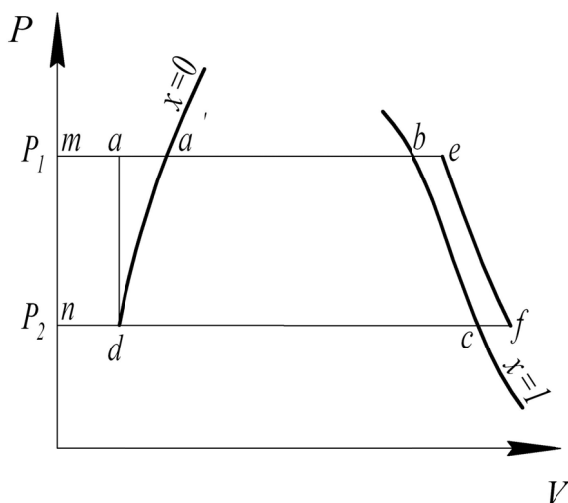


Рис. 1.45 – P-v - диаграмма

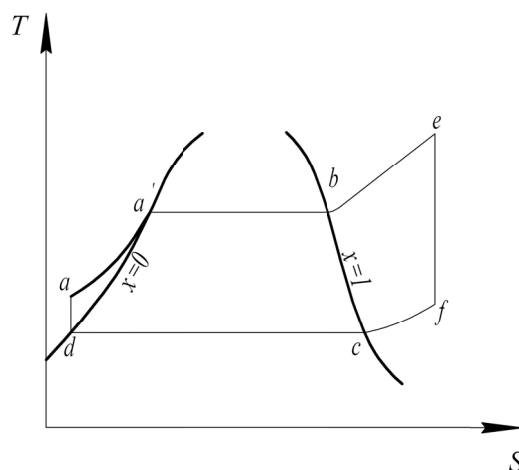


Рис. 1.46 – T-s – диаграмма

В котле при давлении $p_1 = \text{const}$ происходит процесс a-b – подогрев и испарение воды (рис. 1.45 – 1.46).

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

Если пренебречь работой, затрачиваемой на насос $l_{\text{нас}} = \text{пл. madn}$ (p-v – диаграмма) или $l_{\text{нас}} = \text{пл. da'a}$ (T-s – диаграмма), т. е. считать, что изобары жидкостей совпадают с левой пограничной кривой, то работа, получаемая от машины (турбины), $l_T = h_1 - h_2$.

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

$$\eta_t = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2'}} \quad (1.138)$$

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

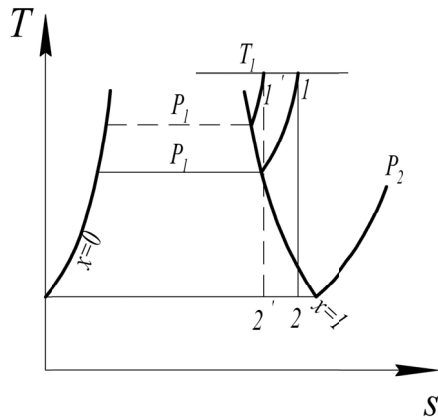


Рис. 1.47 – Ts – диаграмма (1)

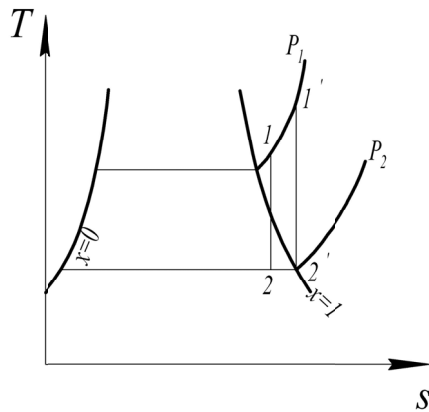


Рис. 1.48 – T-s - диаграмма (2)

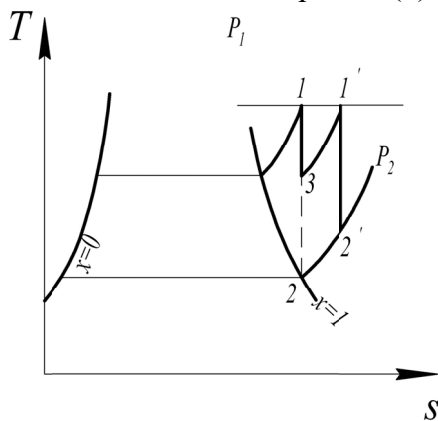


Рис. 1.49 – T-s - диаграмма (3)

Из T-s – диаграммы видно, что увеличение начального давления пара при неизменных значениях T_1 и T_2 приводит к повышению температуры насыщения (рис. 1.47). Следовательно средняя температура подвода теплоты возрастает и должен возрасти термический КПД цикла.

Термический КПД цикла увеличивается, если при других неизменных параметрах цикла увеличить перегрев пара, а следовательно увеличить среднюю температуру подвода теплоты (рис. 1.48).

Кроме того, перегрев уменьшает конечную влажность пара, что предохраняет лопатки турбин. В некоторых случаях прибегают к промежуточному перегреву пара (после расширения пара в начальной ступени турбины) (рис. 1.49).

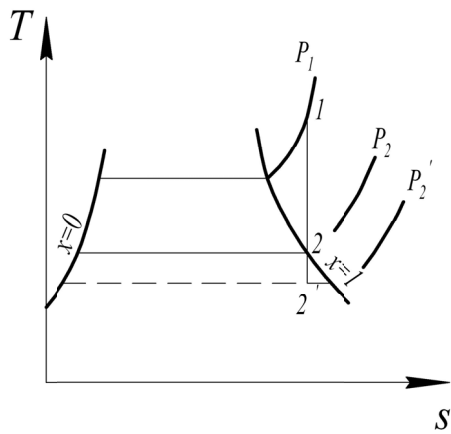


Рис. 1.50 – T-s – диаграмма (4)

Повышение КПД достигается также за счет снижения конечного давления p_2 при неизменных p_1 и T_1 , так как при этом увеличивается располагаемый теплоперепад на турбине $h_1 - h_2$. Для уменьшения конечного давления p_2 на выходе пара из турбины создают разрежение с помощью конденсатора (рис. 1.50).

1.11. Лекция 11

Тема: **Основные положения учения о теплопроводности**

Вопросы:

1. Способы теплообмена, основные понятия
2. Температурное поле
3. Закон Фурье

1. Способы теплообмена, основные понятия

Явления теплообмена – сложные. Их можно считать теми или иными сочетаниями простых явлений трех видов:

1. **Теплопроводность** – перенос теплоты структурными частицами вещества (молекулами, атомами, электронами) в процессе их теплового движения.

2. **Конвекция** – перенос теплоты в текучей среде (жидкость, газ) вместе с макроскопическими объемами среды при их перемещении в пространстве из области с одной температурой в область с другой.

3. **Тепловое излучение (радиационный теплообмен)** – перенос теплоты посредством электромагнитного поля. При этом тепловая энергия нагретого вещества превращается в энергию излучения, которая распространяется в пространстве и, попадая на способные поглощать её тела, снова превращается в тепловую.

Термины «радиационный», «радиация» происходят от латинского слова *radiare* – испускать лучи, излучать (например, «солнечная радиация»). Здесь эти слова не связаны с явлением радиоактивности, открытым позднее установления данной терминологии.

Термин «**конвекция**» происходит от латинского *convection* – принесение, привоз.

Так как тепловое движение присуще всем телам, то в них обязательно имеет место *теплопроводность*.

В твердых телах (непрозрачных для теплового излучения) имеет место теплопроводность «в чистом виде», без других видов теплообмена. В реальных жидкостях и газах *конвекция* обязательно сочетается с *теплопроводностью*, такое сочетание называется **конвективным теплообменом**. Таким образом, конвективный теплообмен – это теплообмен в движущейся жидкости (газе). Впрочем, в газах и парах при высоких температурах наряду с конвекцией и теплопроводностью становится заметной роль *теплового излучения*. Такой случай называется **радиационно-конвективным теплообменом**.

Одним из важнейших в технике случаев теплообмена является **теплоотдача** – конвективный теплообмен между потоком жидкости (газа) и поверхностью твердого тела (стенкой).

Чисто *радиационный теплообмен* будет иметь место, если тела разделены вакуумом. Для энергетики такой случай нетипичен.

Процесс обмена между двумя жидкими или газообразными средами (теплоносителями) через разделяющую их твердую стенку называется **теплопередачей**. Это один из основных для техники видов теплообмена. Так, в большинстве теплообменных аппаратов (ТА) обменивающиеся теплотой теплоносители текут в каналах, разделенных стенками той или иной формы. Чаще всего в аппарате имеется набор трубок (трубный пучок), и один теплоноситель течет внутри трубок, а другой омывает трубки снаружи (трубчатые ТА). Иногда каналы имеют вид щелей и разделяются плоскими стенками (пластинчатые ТА). Теплопередача – сложный вид теплообмена,

включающий два или даже три простых вида. Например, в парогенераторах котельных агрегатов теплопередача от продуктов сгорания к воде или пару включает *радиационно-конвективный теплообмен* от раскаленных продуктов сгорания к стенке (сам сочетающий три простых вида), *теплопроводность* через стенку и *теплоотдачу* от стенки к воде (пару) внутри трубки.

Встречаются случаи, когда среда (жидкая или газообразная) состоит не из одной, а из нескольких компонент. Например, водяной пар в воздухе, раствор солей в воде. Если концентрация компонент меняется, то имеет место процесс **массообмена**. Сочетание тепло – и массообмена и называется **тепломассообменом**.

2. Температурное поле

Одной из основных характеристик, описывающих тепловое состояние тела или системы тел, является распределение температуры. Как отмечалось выше, именно с неодинаковостью температур связано возникновение потоков теплоты.

Температурное поле – совокупность мгновенных значений температуры во всех точках изучаемого пространства.

$$t = t(x, y, z, \tau), \quad (1.139)$$

t – температура, в К (или в °С),

τ – момент времени, x, y, z – координаты точек пространства.

Таким образом, среда считается сплошной, непрерывно заполняющей пространство, без учета реального ее строения из структурных частиц – молекул, атомов и т. д. (как это принято в гидрогазодинамике, термодинамике и других дисциплинах).

Если распределение температуры действительно различно в разные моменты времени τ , то температурное поле называется **нестационарным (неустановившимся)**.

Если же температурное поле не меняется, не зависит от времени, то оно называется **стационарным (установившимся)**:

$$t = t(x, y, z) \quad (\text{или } \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0)$$

В промышленности и энергетике при длительной работе оборудования, как правило, имеет место стационарный режим. Нестационарные поля встречаются в переходных режимах (пуск, останов и т. п.). Но бывают и циклические режимы (как в бытовом холодильнике). Ясно, что стационарное температурное поле – частный случай нестационарного.

По пространственным переменным различают **трехмерные (пространственные)** температурные поля (когда температура зависит от всех трех координат x, y, z), **двумерные**, в частности, **плоские**:

$$t = t(x, y, \tau) \quad (\text{или } \frac{\partial t}{\partial z} = 0),$$

(в стационарном случае $t = t(x, y)$), и **одномерные**, где температура t меняется только по одному направлению:

$$t=t(x, \tau) \quad (\text{или} \quad \frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0),$$

(или $t=t(x)$ – одномерное стационарное температурное поле).

Обычно можно считать, что температура в теле (среде) меняется непрерывно от точки к точке и от мгновения к мгновению, то есть функция $t(x, y, z, \tau)$ непрерывна по своим переменным (и почти всюду имеет производные по ним).

Точки, имеющие одинаковую температуру, образуют **изотермическую поверхность**. Можно построить серию (семейство) изотермических поверхностей, например, с постоянным шагом температуры. Изотермические поверхности (в непрерывном поле) не пересекаются.

Если тело рассечь плоскостью (отличной от изотермической поверхности), то на ней изобразятся линии ее пересечения с изотермическими поверхностями. Эти линии называются **изотермами**. То есть изотерма – это линия постоянной температуры на плоскости. Совокупность изотерм наглядно изображает температурное поле – видно, где какая температура. А густота изотерм показывает интенсивность изменения температуры, связанную с интенсивностью тепловых потоков. В случае двумерных температурных полей такое представление поля является полным.

3. Закон Фурье

Чтобы записать уравнения, описывающие явление теплопроводности, необходимо установить связь между характеристиками температурного поля и тепловыми потоками около любой точки тела. С учетом сказанного выше, следует ожидать, что поток теплоты будет направлен от больших температур к меньшим, то есть по нормали к изотермической поверхности.

Для записи формул выделим на изотермической поверхности, проходящей через рассматриваемую точку A , элементарную площадку dF (содержащую эту точку), построим вектор температурного градиента $\text{grad } t = \vec{n}_0 \frac{\partial t}{\partial n}$ и попытаемся записать, сколько теплоты dQ_τ (в Дж) проходит через dF за элементарный промежуток времени $d\tau$.

Ясно, что количество dQ_τ будет пропорционально величине площадки dF и интервалу времени $d\tau$. Естественно также предположить, что dQ_τ будет пропорционально и градиенту температуры. Данное предположение, известное как гипотеза Био-Фурье, может быть записано в виде

$$dQ_t = \lambda \left| \frac{\partial t}{\partial n} \right| \cdot dF \cdot d\tau \quad (1.140)$$

Коэффициент пропорциональности λ , Вт/(м·К), называется **коэффициентом теплопроводности**.

Соотношение (B5) неудобно для использования. В качестве характеристики потоков теплоты около рассматриваемой точки лучше ввести

векторную величину \vec{q} – **плотность теплового потока**, модуль которой равен

$$q = \frac{dQ_\tau}{dF \cdot d\tau},$$

а направление, в соответствии со сказанным выше, противоположно направлению градиента температуры (то есть q – количество теплоты, проходящее через единичную площадку изотермической поверхности за единицу времени, измеряется в Вт/м²)

Таким образом, вместо (В5) получаем

$$\vec{q} = -\lambda \vec{n}_0 \frac{\partial t}{\partial n} = -\lambda \text{grad } t \quad (1.141)$$

Многочисленные опыты показали, что в типичных случаях гипотеза справедлива, и соотношение (В6) получило название **закона Фурье**. Это основной закон теплопроводности.

Вектор \vec{q} для потока теплоты является в определенном смысле аналогом вектора скорости для потока жидкости (газа). Линии, касательные к которым во всех точках совпадают с направлением вектора \vec{q} , называются **линиями теплового потока**. Они ортогональны изотермическим поверхностям (или изотермам на плоскости).

Отметим, что по (В6) с учетом (В3) легко записать проекции \vec{q} на координатные оси

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}, q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}, q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \quad (1.142)$$

Тогда, например, для количества теплоты dQ_x , Дж, прошедшего за время $d\tau$ через некоторую элементарную площадку $dy \cdot dz$, перпендикулярную оси Ox , имеет место соотношение

$$dQ_x = q_x dy dz d\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} dy dz d\tau \quad (1.143)$$

3.1. Градиент температуры

Передача теплоты, тепловые потоки связаны не с самими значениями температуры, а с их неравномерностью – теплота передается в направлении от больших температур к меньшим, и чем более резко меняется температура, тем интенсивнее потоки теплоты. Поэтому важно уметь охарактеризовать неравномерность температуры, направление и интенсивность ее изменения около каждой точки. Такой характеристикой температурного поля является градиент температуры. Понятие градиента поля уже было введено в курсе математики.

Пусть имеется двумерное температурное поле с построенными изотермами, и рассматриваемая точка A лежит на изотерме $t = t_0$ (то есть t_0 – значение t в точке A). Соседняя изотерма соответствует значению $t = t_0 + \Delta t$. Попытаемся определить, как быстро будет меняться температура вдоль разных направлений.

1) Вдоль изотермы $t = t_0 = \text{const}$, то есть по касательному к изотерме

направлению \vec{s} имеет место $\frac{\partial t}{\partial s} = 0$.

2) По нормали \vec{n} скорость изменения температуры характеризуется производной $\frac{\partial t}{\partial n} = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n}$ (это равенство соответствует определению понятия производной $\frac{\partial t}{\partial n}$ из курса математики, предел $\Delta n \rightarrow 0$ предполагает уменьшение шага Δt рассматриваемых изотерм по температуре и, соответственно, расстояния Δn между ними).

3) По произвольному “косому” направлению \vec{l} аналогичным образом
$$\frac{\partial t}{\partial l} = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta l} = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta l} = \left(\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} \right) \cdot \left(\lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta n}{\Delta l} \right) = \frac{\partial t}{\partial n} \cdot \cos(\widehat{n, l}) < \frac{\partial t}{\partial n}$$
 (последние выкладки учитывают равенства из предыдущего пункта 2 и $\lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta n}{\Delta l} = \cos(\widehat{n, l}) < 1$).

Здесь для наглядности рассматривалось двумерное поле. Но точно те же рассуждения справедливы и для трехмерного поля, если вместо изотерм рассматривать изотермические поверхности.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Из всех направлений в данной точке значения t наиболее быстро меняются в направлении нормали к изотерме. Вектор, показывающий величину и направление наибольшего роста температуры, называется **градиентом температуры**

$$\text{grad } t = \vec{n}_0 \cdot \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (1.144)$$

где \vec{n}_0 – единичный вектор нормали к изотермической поверхности.

2. Скорость изменения температуры по произвольному направлению \vec{l} определяется выражением

$$\frac{\partial t}{\partial l} = \frac{\partial t}{\partial n} \cdot \cos(\widehat{n, l}) = (\text{grad } t)_l, \quad (1.145)$$

то есть это проекция вектора $\text{grad } t$ на рассматриваемое направление \vec{l} .

3. По предыдущему свойству можно записать проекции вектора $\text{grad } t$ на координатные оси:

$$\begin{aligned} (\text{grad } t)_x &= \frac{\partial t}{\partial x}, \\ (\text{grad } t)_y &= \frac{\partial t}{\partial y}, \\ (\text{grad } t)_z &= \frac{\partial t}{\partial z} \end{aligned} \quad (1.146)$$

То есть вектор градиента записывает в проекциях следующим образом:

$$\text{grad } t = \left(\frac{\partial t}{\partial x}, \frac{\partial t}{\partial y}, \frac{\partial t}{\partial z} \right). \quad (1.148)$$

Это определение **градиента температуры** непосредственно по описывающей температурное поле функции $t(x, y, z, \tau)$, без привлечения изотермических поверхностей.

3.2. Коэффициент теплопроводности

Коэффициент теплопроводности λ (иногда называемый просто теплопроводностью) – физический параметр вещества, характеризующий его способность проводить теплоту. Значения λ у разных веществ лежат в очень широких пределах. Так, для газов значения λ обычно находятся в диапазоне $0,006 \div 0,1$ Вт/(м·К), для жидкостей – $0,01 \div 0,7$ Вт/(м·К), для металлов – $10 \div 400$ Вт/(м·К) (причем в отдельных случаях выходят из этих диапазонов). Коэффициенты теплопроводности большинства распространенных строительных и теплоизоляционных материалов лежат в пределах от $0,02$ до 3 Вт/(м·К). Значения коэффициента теплопроводности для различных веществ можно найти в справочниках. При этом следует иметь в виду, что у одного и того же вещества теплопроводность может меняться. Она, например, может зависеть от влажности, у газов – от давления. При расчете теплообмена существенна зависимость λ от температуры. У разных веществ эта зависимость разная – у одних веществ значения λ растут с температурой, у других – убывают. Обычно при расчетах такую зависимость можно с достаточной точностью считать линейной

$$\lambda = \lambda_0 + bt \quad (1.149)$$

Таким образом, в вышепредставленном разделе были описаны основные положения учения о теплопроводности.

1.12. Лекция 12

Тема: Теплопроводность при стационарном режиме

Вопросы:

1. Передача теплоты через плоскую стенку
2. Однородная стенка с граничными условиями 1-го рода при $\lambda = \text{const}$
3. Однородная стенка с граничными условиями 3-го рода при $\lambda = \text{const}$
4. Теплопроводность многослойной стенки.

Как отмечалось выше, в уравнениях для стационарных процессов

величины не зависят от времени τ и, соответственно, отсутствуют производные по τ , а в условиях однозначности нет начальных условий.

Сначала рассмотрим наиболее типичные случаи, считая, что внутренние источники теплоты отсутствуют, то есть $q_v \equiv 0$.

1. Передача теплоты через плоскую стенку

Как следует определения из термина «теплопередача», в этом случае с обеих сторон стенки находятся жидкости с заданными температурами, и теплота передается от одной жидкости к другой через стенку, причем нужно учитывать явления теплоотдачи на обеих сторонах стенки.

а) Однородная стенка. Пусть, как и раньше, толщина стенки δ , коэффициент теплопроводности $\lambda = \text{const}$, но температуры поверхности t_{w1} и t_{w2} неизвестны. Вместо этого заданы температуры омывающих эти поверхности жидкостей t_{f1} , t_{f2} и коэффициенты теплоотдачи α_1 , α_2 . График температуры $t(x)$, продолженный за пределы стенки (в жидкости), можно представить, как показано на рис. Около поверхности условно показано резкое, но непрерывное изменение температуры от t_w до t_f в тонком поверхностном слое жидкости, называемом пограничным слоем.

В этом случае тепловой поток плотностью q передается от первой жидкости с температурой t_{f1} к граничащей с ней поверхности стенки с неизвестной температурой t_{w1} . Это явление теплоотдачи описывается формулой Ньютона, дающей граничное условие третьего рода:

$$q = \alpha_1 \cdot (t_{f1} - t_{w1}) \quad (1.150)$$

Далее теплота передается теплопроводностью по стенке, для которой справедливо выражение

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{w1} - t_{w2}) \quad (1.151)$$

Затем теплота от стенки передается теплоотдачей ко второй жидкости

$$q = \alpha_2 \cdot (t_{w2} - t_{f1}) \quad (1.152)$$

Получилась система из трех уравнений относительно неизвестных q , t_{w1} , t_{w2} . Исключая сначала t_{w1} , t_{w2} (аналогично предыдущему пункту), получаем

$$q = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (1.153)$$

Величина

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (1.154)$$

называется **полным термическим сопротивлением теплопередачи**, (R) , $\text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$, а обратная к R

$$k = \frac{1}{R} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (1.155)$$

коэффициентом теплопередачи, Вт/(м² · К).

Тогда (q) можно записать в виде:

$$q = k \cdot \Delta t \quad (1.156)$$

или

$$q = \frac{\Delta t}{R}, \quad (1.157)$$

где $\Delta t = t_{f1} - t_{f2}$ – температурный напор.

б) Ясно, что в случае многослойной стенки вместо (1.154) надо взять:

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (1.158)$$

Для расчета температур, имеем

$$t_{w1} = t_{f1} - \frac{q}{\alpha_1}, \quad t_{w(n+1)} = t_{f2} + \frac{q}{\alpha_2} \quad (1.159)$$

2. Однородная стенка с граничными условиями 1-го рода при $\lambda = \text{const}$

Будем считать, что плоская стенка имеет толщину δ и неограниченные размеры по простиранию (в ширину и высоту). На боковых поверхностях стенки поддерживаются заданные температуры $t_{w1} = \text{const}$ и $t_{w2} = \text{const}$. Требуется определить распределение температуры t внутри стенки и плотность теплового потока q через неё.

Математическая постановка. Пусть ось Ox нормальна к поверхности стенки. Видно, что в постановке ничего не меняется в направлении осей Oy и Oz , следовательно, решение не будет зависеть от y, z , и задача является одномерной. Температурное поле имеет вид функции $t = t(x)$, а уравнение примет вид

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = 0 \quad (1.160)$$

Условия однозначности:

- геометрические: $0 \leq x \leq \delta$ (δ – геометрический параметр);
- физические: $\lambda = \text{const}$ (физический параметр);
- граничные:

$$t|_{x=0} = t_{w1}; \quad t|_{x=\delta} = t_{w2} \quad (1.161)$$

Решение. Интегрируя (1.160) два раза, получим $t(x) = C_1 x + C_2$. Учитываем граничные условия (1.161): из первого получаем $C_2 = t_{w1}$, а затем второе при $x = \delta$ даст $t_{w2} = C_1 \delta + t_{w1}$, отсюда $C_1 = -\frac{t_{w1} - t_{w2}}{\delta}$.

Следовательно, распределение температуры $t(x)$ имеет вид линейной функции

$$t(x) = t_{w1} - \frac{t_{w1} - t_{w2}}{\delta} \cdot x \quad (1.162)$$

Подставляя $t(x)$ в закон Фурье $q = -\lambda \frac{dt}{dx}$, получаем

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{w1} - t_{w2}) \quad (1.163)$$

То есть плотность теплового потока q в этом случае постоянна во всех точках стенки, прямо пропорциональна коэффициенту теплопроводности λ и температурному напору $\Delta t = t_{w1} - t_{w2}$ и обратно пропорциональна толщине стенки.

Величину $\frac{\lambda}{\delta}$, Вт/(м²·К), называют **термической** (тепловой) **проводимостью** стенки, а обратную к ней $\frac{\delta}{\lambda}$, м²·К/Вт – **термическим** (тепловым) **сопротивлением** стенки. Общее количество теплоты Q_τ , Дж, передаваемое через стенку площадью F за время τ , определится формулой

$$Q_\tau = q \cdot F \cdot \tau = \frac{\lambda}{\delta} \cdot \Delta t \cdot F \cdot \tau, \quad (1.164)$$

Если вместо граничной температуры t_{w2} задана величина q (граничное условие второго ряда), то температурное поле $t(x)$ определится по формуле

$$t = t_{w1} - \frac{q}{\lambda} x \quad (1.165)$$

Или, аналогично, если известна t_{w2} , (а не задана t_{w1}), то

$$t = t_{w2} - \frac{q}{\lambda} (\delta - x) \quad (1.166)$$

3. Однородная стенка с граничными условиями 3-го рода при $\lambda = \text{const}$

В этом случае дифференциальное уравнение после учета равенства нулю производных по τ, y, z , а также $q_v \equiv 0$, примет вид

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda(t) \frac{dt}{dx} \right) = 0 \quad (1.167)$$

Интегрируя его (или сразу из условия баланса теплоты), с учетом закона Фурье получаем $-\lambda(t) \frac{dt}{dx} = q = \text{const}$ или

$$q dx = -\lambda(t) dt \quad (1.168)$$

Интегрируя (1.168) по толщине стенки $\int_0^{\delta} q dx = - \int_{t_{w1}}^{t_{w2}} \lambda(t) dt$, получаем

(меняя порядок пределов t_{w1} , t_{w2} и умножая и деля на $t_{w1} - t_{w2}$)

$$q \cdot \delta = \frac{\int_{t_{w2}}^{t_{w1}} \lambda(t) dt}{t_{w1} - t_{w2}} \cdot (t_{w1} - t_{w2}).$$

Величина

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_{t_{w2}}^{t_{w1}} \lambda(t) dt}{t_{w1} - t_{w2}} \quad (1.169)$$

является по определению среднеинтегральным значением функции $\lambda(t)$ на интервале от t_{w2} до t_{w1} .

Таким образом, q в случае $\lambda = \lambda(t)$ определяется по формуле

$$q = \frac{\bar{\lambda}}{\delta} (t_{w1} - t_{w2}) \quad (1.170)$$

Она совпадает с (1.162), но в качестве значения λ берется среднее значение $\bar{\lambda}$, величина которого рассчитывается по формуле (1.169).

Если для $\lambda(t)$ принята линейная зависимость $\lambda(t) = \lambda_0 + bt$, то

$$\begin{aligned} \bar{\lambda} &= \frac{\int_{t_{w2}}^{t_{w1}} \lambda(t) dt}{t_{w1} - t_{w2}} = \frac{\lambda_0 t \Big|_{t_{w2}}^{t_{w1}} + \frac{b}{2} t^2 \Big|_{t_{w2}}^{t_{w1}}}{t_{w1} - t_{w2}} = \frac{\lambda_0 (t_{w1} - t_{w2}) + \frac{b}{2} \frac{t_{w1}^2 - t_{w2}^2}{2}}{t_{w1} - t_{w2}} = \\ &= \lambda_0 + b \frac{t_{w1} - t_{w2}}{2} = \lambda_0 + b \bar{t}, \end{aligned}$$

где $\bar{t} = \frac{t_{w1} + t_{w2}}{2}$ – среднее значение t , то есть в этом случае

$$\bar{\lambda} = \lambda(\bar{t}) \quad (1.171)$$

Эту формулу легко также представить в виде

$$\bar{\lambda} = \frac{\lambda_0 + bt_{w1} + \lambda_0 + bt_{w2}}{2} = \frac{\lambda(t_{w1}) + \lambda(t_{w2})}{2},$$

то есть среднеинтегральное значение линейной функции $\lambda(t)$ совпадает со среднеарифметическим от ее значений на концах.

Чтобы построить температурное поле $t(x)$, будем интегрировать (1.168) от 0 до интересующей нас точки x и, соответственно, по t от t_{w1} до t :

$$\int_0^x q dx = - \int_{t_{w1}}^t (\lambda_0 + bt) dt,$$

$$q \cdot x = \lambda_0(t_{w1} - t) + \frac{b}{2}(t_{w1}^2 - t^2),$$

$$\frac{b}{2}t^2 + \lambda_0 t + q \cdot x - \lambda_0 \cdot t_{w1} - \frac{b}{2} \cdot t_{w1}^2 = 0,$$

$$t^2 + \frac{2\lambda_0}{b}t + \frac{2q}{b}x - \frac{2\lambda_0}{b}t_{w1} - t_{w1}^2 = 0.$$

Решая квадратное уравнение, находим

$$t = -\frac{\lambda_0}{b} \pm \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{b^2} - \frac{2q}{b}x + \frac{2\lambda_0}{b}t_{w1} + t_{w1}^2}, \quad \text{то есть при } b > 0$$

$$t(x) = \sqrt{\left(\frac{\lambda_0}{b} + t_{w1}\right)^2 - \frac{2q}{b}x - \frac{\lambda_0}{b}}, \quad (1.172)$$

(при $b < 0$ корень следует брать со знаком минус).

Это и есть уравнение температурного поля при $\lambda(t) = \lambda_0 + bt$. Видно, что график функции является параболой, направление выпуклости которой определяется знаком коэффициента b . Но это лучше определять не по формуле (1.22), анализ которой сложен (особенно при $b < 0$), а прямыми рассуждениями: при $b > 0$ значение λ около нагретой стенки выше, то есть, по закону Фурье, температура падает медленнее, чем у холодной стенки, иначе – наклон кривой у горячей стенки меньше, чем у холодной. Это и означает выпуклость кривой вверх. При $b < 0$ все наоборот.

Полезно отметить следующее обстоятельство. Даже при линейной зависимости $\lambda(t) = \lambda_0 + bt$ из-за нелинейности $t(x)$ распределение $\lambda(x)$ будет нелинейным. Поэтому значение $\bar{\lambda}$ по (1.19) как функции $\lambda(t)$ не то же самое, что среднее значение λ по толщине стенки как функции $\lambda(x)$.

4. Теплопроводность многослойной стенки

Пусть стенка состоит из n однородных слоев с толщинами δ_i и значениями коэффициента теплопроводности λ_i , $i = \overline{1, n}$. Заданы температуры внешних поверхностей стенки t_{w1} и $t_{w(n+1)}$. Как и раньше, требуется определить q и температурное поле $t(x)$.

Легко видеть, что и в этом случае задача одномерная и границы между слоями – изотермические поверхности, значения температуры на которых будем обозначать t_{wi} : (t_{wi} – на границе i -го и $(i+1)$ -го слоя). При этом каждый слой эквивалентен простой однородной стенке. Запишем для каждого слоя соотношения (1.168):

$$q_1 = \frac{\lambda_1}{\delta_1}(t_{w1} - t_{w2})$$

.....

$$q_i = \frac{\lambda_i}{\delta_i} (t_{wi} - t_{w(i+1)}) \quad (1.173)$$

.....

$$q_n = \frac{\lambda_n}{\delta_n} (t_{wn} - t_{w(n+1)}) .$$

По условию баланса теплоты (теплота, выходящая из одного слоя, полностью передаётся в следующий) все q_i равны одной величине q : $q_1 = q_2 \dots = q_i = \dots q_n = q$, поэтому (1.173) можно считать системой из n уравнений относительно n неизвестных q, t_2, \dots, t_{wn} (остальные величины заданы). Для решения перепишем систему в виде

$$\begin{aligned} \frac{\delta_1}{\lambda_1} q &= t_{w1} - t_{w2}, \\ \frac{\delta_2}{\lambda_2} q &= t_{w2} - t_{w3}, \end{aligned} \quad (1.174)$$

.....

$$\frac{\delta_i}{\lambda_i} q = t_{wi} - t_{w(i+1)},$$

.....

$$\frac{\delta_n}{\lambda_n} q = t_{wn} - t_{w(n+1)} .$$

Сложим эти уравнения. В правой части все t_{wi} : при $i = 2 \dots n$ уничтожатся и получится

$$q \cdot \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \dots + \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n} \right) = t_{w1} - t_{w(n+1)} .$$

Откуда получаем формулу, обобщающую (1.163) на случай многослойной стенки

$$q = \frac{t_{w1} - t_{w(n+1)}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \dots + \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n}} = \frac{t_{w1} - t_{w(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \quad (1.175)$$

Величина $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ называется **полным термическим сопротивлением**

теплопроводности многослойной стенки. Это сумма термических сопротивлений всех слоев. Значения $t_{wi}, i = \overline{2, n}$ после расчета q легко определить по формулам, полученным из (1.173)

$$t_{w(i+1)} = t_{wi} - q \frac{\delta_i}{\lambda_i}, \quad i = 1, \dots, n-1. \quad (1.176)$$

Формула применяется последовательно, начиная с определения t_{w2} по известной t_{w1} , затем находят t_{w3} по t_{w2} , и т. д. При этом последнее

соотношение $t_{w(n+1)} = t_{wn} - q \frac{\delta_n}{\lambda_n}$ можно использовать для проверки правильности расчетов. Можно вести расчет в обратную сторону по таким же формулам

$$t_{wi} = t_{w(i+1)} - q \frac{\delta_i}{\lambda_i}, \quad i = n, \dots, 1, \quad (1.177)$$

начиная с определения t_{wn} по известной $t_{w(n+1)}$ и так далее.

Распределение температуры внутри i -го слоя определяется формулой (1.162)

$$t = t_{wi} - \frac{t_{wi} - t_{w(i+1)}}{\delta_i} (x - x_i), \quad x_i < x < x_{i+1}. \quad (1.178)$$

Таким образом, график функции $t(x)$ в многослойной стенке при $\lambda_i = \text{const}$ – ломаная линия.

1.13. Лекция 13

Тема: **Конвективный обмен в однородной среде**

Вопросы:

1. Теплообмен при обтекании плоской пластины
2. Уравнения ламинарного ПС на пластине

1. Теплообмен при обтекании плоской пластины

Постановка задачи об обтекании пластины была дана выше. Теперь

рассмотрим картину процесса. Из-за вязкости обтекающей пластину жидкости она тормозится около стенки. На самой стенке, согласно граничным условиям непротекания и прилипания скорость равна нулю, а около неё – уменьшается по сравнению со скоростью w_0 в основном потоке вдали от пластины. Обычно это уменьшение имеет место в тонком слое у самой поверхности пластины. Например, при обтекании водой пластины длиной $l = 0,5$ м со скоростью $w_0 = 3$ м/с толщина слоя δ порядка 7 мм. Такая зона заметного уменьшения скорости жидкости у твердой поверхности называется **динамическим пограничным слоем (ПС)**.

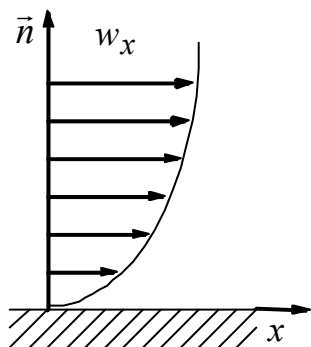


Рис. 1.51. – Обтекание плоской пластины при различных числах Рейнольдса

Аналогичным образом, при теплоотдаче от поверхности стенки температура жидкости успевает измениться только в тонком слое. Зона заметного изменения температуры жидкости у твердой поверхности называется **тепловым погранслоем (ТПС)**.

Границы ПС и ТПС условны – теоретически скорость и температура с удалением от стенки асимптотически приближаются к невозмущенным значениям w_0 и t_0 . Обычно за границу погранслоя принимают линию, где отличие составляет 1%. Толщину ПС будем обозначать δ , а ТПС – k . Толщины слоев растут по мере удаления от начала пластины. Динамический и тепловой погранслои могут не совпадать, что определяется режимом течения и значением числа Прандтля $Pr = \frac{\nu}{a}$ (напомним, ν – кинематический коэффициент вязкости, a – коэффициент температуропроводности жидкости подробнее см. ниже).

При не слишком больших скоростях течение в погранслое остается спокойным и установившимся, частицы движутся как бы «послойно», со своими скоростями в параллельных слоях. Это **ламинарный режим** течения (рис. 1.51). Однако при увеличении скорости и с нарастанием толщины (с удалением от начала пластины) ламинарное течение в ПС переходит в турбулентное. При **турбулентном режиме** скорость в каждой точке не постоянна, а хаотично колеблется во времени по величине и направлению. Точнее, в квазистационарном режиме скорость в точке имеет постоянную **среднюю** \vec{w}_{cp}

и хаотично меняющегося **пульсационную** \vec{w}' **составляющие**: $\vec{w} = \vec{w}_{cp} + \vec{w}'$.

Колебания скорости в турбулентном режиме объясняются тем, что в движущейся жидкости появляются хаотичные вихри разного масштаба. Дело в том, что в жидкости, слои которой движутся параллельно с разными скоростями, уже присутствует вращательное движение макрообъемов. На рисунке 7 видно, что боковые стороны и диагонали первоначально “квадратного” элемента при смещении поворачиваются. Как известно из курса Гидрогазодинамики, режим течения связан с числом Рейнольдса $Re_x = \frac{w_0 \cdot x}{\nu}$,

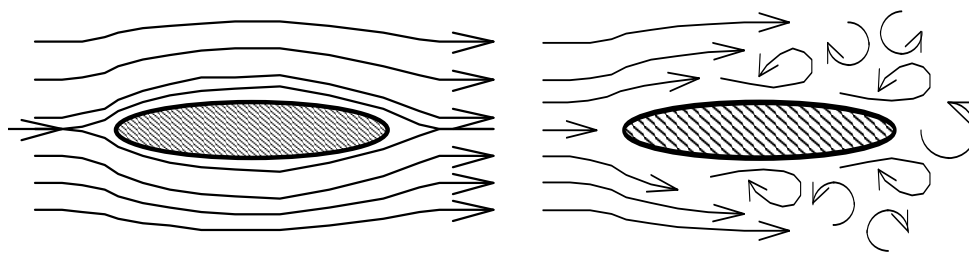
причем здесь масштаб длины x (от начала пластины до рассматриваемого места) определяет и поперечную толщину слоя, в котором скорость меняется от 0 до w_0 . Как говорилось выше число Re характеризует отношение сил инерции и вязкости в потоке. Если значение Re_x невелико, $Re_x \leq Re_{кр1}$, то есть слой тонок или скорость (кинетическая энергия) небольшая, то вихри не могут развиваться, так как вращение гасится силами вязкости – течение **ламинарное**.

При достижении значения $Re_x = Re_{кр1}$ инерция вращательного движения уже преодолевает силы вязкости, появляются отдельные, быстро затухающие вихри. Их интенсивность естественно, растет с ростом Re_x . То есть, при $Re_{кр1} < Re_x < Re_{кр2}$ имеет место **переходный режим**.

При $Re_x > Re_{кр2}$ хаотичные вихри имеют большую интенсивность – это **режим развитой турбулентности**.

Критические значения числа Рейнольдса $Re_{кр1}$ и $Re_{кр2}$ могут зависеть от конкретных условий, обычно для пластины принимают $Re_{кр1} = 10^5$, $Re_{кр2} = 1,5 \cdot 10^5$.

Благодаря пульсациям при турбулентном режиме между соседними слоями жидкости происходит обмен не молекулами (как на ламинарном режиме), а макрообъемами жидкости. То есть перенос импульса и теплоты значительно более интенсивный. Быстрее нарастает и толщина слоя. Вместе с тем, у самой поверхности пластины имеется тонкий **вязкий подслой** с ламинарным режимом (рис. 1.52). В нем перенос импульса происходит за счет обычных сил вязкости, а перенос теплоты – за счет теплопроводности. Поэтому именно в нем наиболее сильно меняются средние скорости и температуры.



ламинарное обтекание

турбулентное обтекание

Рис. 1.52 – Различные режимы обтекания профиля

Впрочем, толщины теплового k_{Π} и динамического δ_{Π} подслоев могут не совпадать, что определяется значением числа Прандтля $Pr = \frac{\nu}{a}$. При $Pr > 1$, то есть при $\nu > a$, будет $\delta_{\Pi} > k_{\Pi}$, и наоборот. Физически это объясняется наличием небольших пульсаций у внешней границы динамического подслоя, роль которых при $Pr \neq 1$ в переносе теплоты и импульса различна. Но полные толщины динамического δ и теплового k погранслоев в турбулентном режиме примерно равны.

Отметим, что на ламинарном режиме соотношение толщин ПС и ТПС определяется значением числа Прандтля $Pr = \frac{\nu}{a}$ так же, как толщин подслоев на турбулентном – при $Pr > 1$, когда влияние вязкости превалирует над передачей теплоты, будет $\delta > k$, и наоборот.

1. Уравнения ламинарного ПС на пластине

Исходная математическая постановка.

Запишем систему уравнений (К3) (при $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$), (К5), (К7), (К8) для случая установившегося конвективного теплообмена при вынужденном обтекании пластины, считая, задача двумерная, то есть переменная z в постановку не входит, а нормаль к поверхности пластины направлена по оси y (см. описание постановки):

$$w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} = a \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right), \quad (1.179)$$

$$w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \cdot \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \right), \quad (1.180)$$

$$w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \cdot \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} \right), \quad (1.181)$$

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0 \quad (1.182)$$

$$\alpha = -\frac{\lambda}{t_w - t_0} \cdot \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0} \quad (1.183)$$

При этом предполагается наличие пограничных слоев, вне которых скорость w_0 и температура t_0 известны и постоянны, так что все производные вне погранслоев равны нулю, уравнения так вырождаются, и задачу надо решать только внутри тонкого погранслоя. Это должны учитывать условия

однозначности, указанные выше:

А) **Геометрические условия** – рассматривается течение в ПС у пластины при $y > 0$ в пределах длины пластины $0 \leq x \leq l$.

Б) **Физические условия** – заданы постоянные параметры жидкости ν, ρ, a .

В) **Граничные условия** –

вне погранслоя и на его границе имеет место $t = t_0, w_x = w_0, w_y = 0$;

на поверхности пластины при $y = 0, 0 \leq x \leq l$ выполняется $t = t_w, w_x = w_y = 0$.

Оценка величин в уравнениях.

Так как размеры рассматриваемой области по длине намного больше, чем по толщине, то температура и скорости будут неодинаково меняться вдоль и поперёк погранслоя, то есть производные по разным направлениям будут иметь разные порядки. С учётом этого уравнения можно попробовать упростить, отыскав и отбросив малые, несущественные слагаемые. Нижеследующие рассуждения носят характер иллюстрации, пояснений, а не строгого полного вывода.

Будем говорить, что порядки величин одинаковы, если в преобладающей части ПС эти величины различаются по модулю не более, чем «в несколько раз» (скажем, условно, до $2 \div 6$ раз, но не в 10 или 100). Так, w_x , меняясь внутри ПС от 0 до w_0 , в основном имеет величину порядка w_0 , что будем обозначать $w_x \sim w_0$. Также, толщина ПС вдоль пластины имеет порядок δ . Если же одна переменная, в основном, много меньше другой по абсолютной величине (скажем, более, чем в 10 раз), будет говорить, что она имеет меньший порядок. Так, порядок толщины δ много меньше длины l , что будем обозначать $\delta \ll l$.

Сначала рассмотрим описывающие гидродинамику уравнения (1.179) – (1.181), учитывая, что $\delta \ll l$. Оценим сначала порядки значений слагаемых с w_x в уравнении (1.179).

Как только что было указано,

$$(a) \quad w_x \sim w_0.$$

Поперёк слоя w_x меняется от 0 (на стенке) до w_0 (на внешней границе ПС) на расстоянии порядка δ , то есть, по определению производной,

$$\frac{\partial w_x}{\partial y} = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\Delta w_x}{\Delta y} \approx \frac{\Delta w_x}{\Delta y} \sim \frac{w_0}{\delta}, \text{ что зафиксируем}$$

$$(б) \quad \frac{\partial w_x}{\partial y} \sim \frac{w_0}{\delta}.$$

Значения w_x вдоль слоя, по горизонтальной прямой, уменьшаются от w_0 (в начале, на внешней границе ПС) на величину Δw_x порядка w_0 на

расстоянии Δx порядка l : $\frac{\partial w_x}{\partial x} \approx \frac{\Delta w_x}{\Delta x} \sim \frac{w_0}{l}$, или

$$(в) \frac{\partial w_x}{\partial x} \sim \frac{w_0}{l}.$$

Теперь оценим вторые производные, рассматривая, например, $\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} \right)$. Величина $\frac{\partial w_x}{\partial x}$ на границе слоя (в начале) равна нулю, а внутри на расстоянии Δx вдоль слоя порядка l имеет по (в) величину

$$\text{порядка } \frac{w_0}{l}, \text{ то есть } \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} \right) \approx \frac{\Delta \frac{\partial w_x}{\partial x}}{\Delta x} \sim \frac{\frac{w_0}{l}}{l} = \frac{w_0}{l^2}, \text{ или}$$

$$(г) \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} \sim \frac{w_0}{l^2}.$$

Аналогично, $\frac{\partial w_x}{\partial y}$ меняется поперёк слоя от нуля на внешней границе до величин порядка $\frac{w_0}{\delta}$ по (б) на расстоянии Δy порядка δ :

$$\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} \right) \approx \frac{\Delta \frac{\partial w_x}{\partial y}}{\Delta y} \sim \frac{\frac{w_0}{\delta}}{\delta} = \frac{w_0}{\delta^2}, \text{ то есть}$$

$$(д) \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} \sim \frac{w_0}{\delta^2}.$$

Для оценки w_y обратимся к уравнению сплошности (1.181), из которого с учётом (в) следует $\frac{\partial w_y}{\partial y} \sim \frac{\partial w_x}{\partial x} \sim \frac{w_0}{l}$. Так как на пластине $w_y|_{y=0} = 0$, то внутри ПС $w_y \approx \underbrace{w_{y0}}_0 + \frac{\partial w_y}{\partial y} \cdot \Delta y \sim \frac{w_0}{l} \cdot \delta$:

$$(е) w_y \sim \frac{w_0}{l} \cdot \delta.$$

Подставляя (а)–(е) в (1.2), видим, что слагаемые левой части (1.179) имеют одинаковый порядок $\frac{w_0^2}{l}$, и пренебрегать ими нельзя. В правой части $\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2}$ (так как $\frac{w_0}{l^2} \ll \frac{w_0}{\delta^2}$ в силу $\delta \ll l$), поэтому $\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2}$ можно отбросить.

Прежде, чем оценивать слагаемое $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$, рассмотрим уравнение (1.180).

Аналогичными оценками легко получить, что в нём все слагаемые с w_y имеют меньший порядок, чем соответствующие слагаемые уравнения (1.179) с w_x , например, $w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} \sim \frac{w_0^2}{l^2} \delta \ll \frac{w_0^2}{l}$, $w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} \sim \frac{w_0^2}{l^2} \delta \ll \frac{w_0^2}{l}$ и т. д. Поэтому, во-первых, их можно считать пренебрежимо малыми и не учитывать.

Во-вторых, остающееся в равенстве единственное слагаемое $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}$, следовательно, также пренебрежимо мало, и можно принять $\frac{\partial p}{\partial y} \equiv 0$, то есть, что давление поперёк погранслоя практически не меняется. А так как во внешнем потоке при обтекании плоской пластины скорость постоянна $w = w_0 = \text{const}$ и, следовательно, давление вне ПС и на всей его границе тоже постоянно $p = p_0 = \text{const}$, то, значит, и внутри ПС выполняется $p = p_0 = \text{const}$, или $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$.

Такой **погранслоем** называется **безградиентным**. Строго говоря, он может иметь место лишь при обтекании пластины, но близки к этому случаи обтекания тел со слабо искривленной поверхностью. В общем случае давление практически постоянно только поперёк слоя, но не вдоль, такой случай является более сложным.

1.14. Лекция 14

Тема: Теплообмен при фазовых превращениях и массообмене

Вопросы:

1. Теплообмен при кипении
2. Кипение в большом объёме
3. Расчёт кипения в большом объёме
4. Кипение при вынужденном движении жидкости в трубах

1. Теплообмен при кипении

Кипением называется процесс образования пара внутри жидкости.

Свойства пузырьков пара

Как известно из термодинамики, фазовый переход (жидкость → пар) или (пар → жидкость) происходит при температуре насыщения t_s , зависящей от давления p_f , причём чем выше p_f , тем больше t_s .

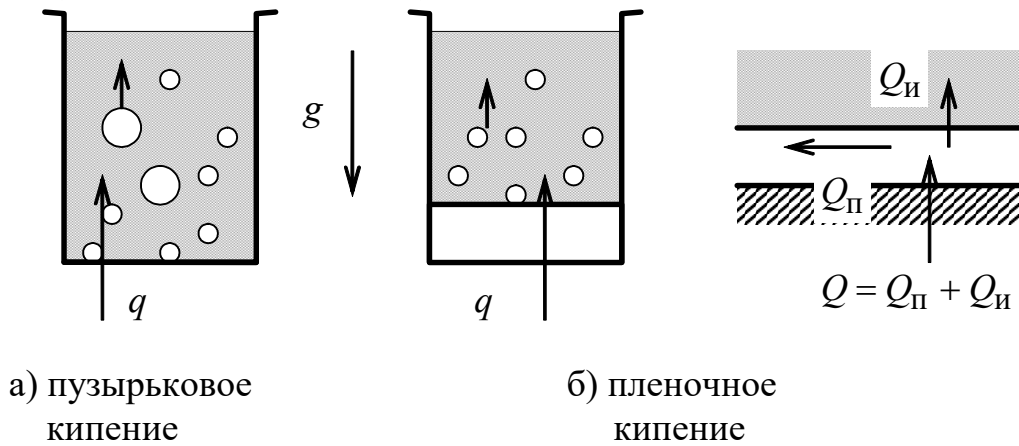


Рис. 1.53 – Основные режимы кипения

Рассмотрим пузырёк пара радиуса R , находящийся в тепловом равновесии с жидкостью, то есть температура t_R пара в пузырьке равна температуре t_f окружающей его жидкости

$$t_R = t_f \quad (\Phi 1)$$

Из-за сил поверхностного натяжения давление p_R в пузырьке больше, чем давление p_f в жидкости на величину $\Delta p = p_R - p_f = \frac{2\sigma}{R}$, где σ – поверхностное натяжение. Соответственно, температура t_{sR} насыщения пара в пузырьке выше, чем в жидкости t_{sf}

$$t_{sR} > t_{sf}, \quad (\Phi 2)$$

причём чем меньше пузырёк, тем больше t_{sR} .

Чтобы пузырёк существовал, температура t_R пара в пузырьке должна быть не меньше температуры насыщения в пузырьке t_{sR}

$$t_R \geq t_{sR} \quad (\Phi 3)$$

То есть вместе (Φ1), (Φ3), (Φ2) дают $t_f = t_R \geq t_{sR} > t_{sf}$, или

$$t_f > t_{sf} \quad (\Phi 4)$$

Из сказанного следует:

1. Для существования пузырька пара радиуса R жидкость должна быть перегрета (то есть $t_f > t_{sf}$), причём чем меньше R , тем больший требуется перегрев. В таблице 1.3 приведены значения давления и соответствующей температуры насыщения в паровых пузырьках разного радиуса в воде при нормальных условиях.

Значения в паровых пузырьках

R , мм	p_R , * 10^5 Па	t_{sR} , °С
0,1	1,012	100,3
0,01	1,012	102,3
0,001	2,2	123,8

2. Равновесие пузырька при $t_f = t_{sR}$ неустойчиво относительно R и t_f . Так, если, например, радиус пузырька окажется хотя бы чуть-чуть меньше R , давление и температура насыщения нём будут чуть больше, то есть начнётся конденсация, пузырёк станет ещё меньше, его конденсация продолжится, всё ускоряясь, пока пузырёк не «схлопнется», не исчезнет. То же, если температура жидкости станет хотя бы чуть-чуть меньше температуры равновесия.

Наоборот, если R или t_f окажутся больше равновесных значений, то пузырёк будет неограниченно увеличиваться.

3. То есть для определённой температуры t_f жидкости (большей t_{sf}) имеется ограничение R_{\min} для возможного радиуса пузырьков, и чем больше перегрев ($t_f - t_{sf}$), тем меньше могут быть пузырьки.

Таким образом, можно сформулировать **условия осуществления кипения:**

1. Жидкость должна быть **перегрета**, то есть её температура t_f выше температуры насыщения t_s .

2. **Необходимы зародышевые пузырьки**, причём чем меньше перегрев, тем более крупными должны быть зародыши, то есть тем труднее осуществляется кипение.

Действительно, если нет условий для возникновения зародышевых пузырьков (жидкость дегазирована и хорошо очищена, стенки гладкие и чистые), то, например, при нормальном давлении удаётся перегреть воду до 150°С и даже более. (Затем вода вскипает «взрывообразно» с охлаждением до $\approx 100^\circ\text{C}$ за счёт расхода теплоты на фазовый переход).

Но в обычных условиях перегрев в основном объёме жидкости небольшой, порядка 0,4÷0,8 К, он достаточен для развития пузырьков, возникающих на поверхности нагрева в **центрах парообразования** – неровностях, неоднородностях, загрязнениях, особенно при наличии адсорбированного газа.

2. Кипение в большом объёме

Общая картина процесса

Рассмотрим типичную картину кипения достаточно большого объёма жидкости при умеренных тепловых нагрузках. Пусть поверхность нагрева

горизонтальна и находится под слоем жидкости. Описываемый случай можно наблюдать, например, при кипении воды в кастрюле на кухонной плите.

В тонком пристенном слое жидкость перегрета (рис. 1.54). На поверхности нагрева (стенке) в центрах парообразования образуются пузырьки. Они быстро растут, отрываются и поднимаются к поверхности жидкости, продолжая расти, а на стенке образуются новые. Около 95 % пара образуется во время подъёма и только 5 % – на стенке (то есть диаметр пузырьков при подъёме увеличивается примерно в 2,5 раза)

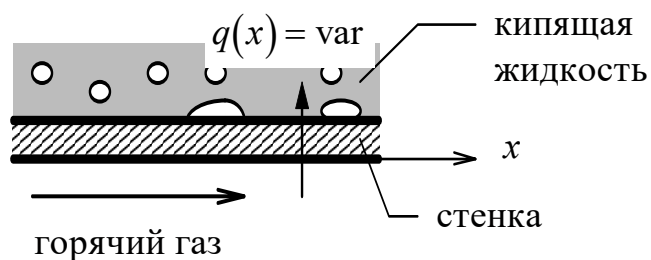


Рис. 1.54 – Кипение при конвективном обогреве

Процесс сопровождается усиленным перемешиванием, что способствует высокому теплообмену (по сравнению, например, со свободно-конвективным теплообменом без кипения при том же температурном напоре и прочих равных условиях).

При анализе процесса и расчётах за температурный напор следовало бы принимать $\Delta t = t_w - t_f$ (разность температур стенки и жидкости в основном объёме), но ввиду близости t_f и t_s для упрощения обычно принимают $\Delta t \approx t_w - t_s$. А в качестве основного расчётного соотношения по-прежнему используют уравнение Ньютона $q = \alpha \cdot \Delta t$, хотя в этом случае, как будет показано ниже, коэффициент теплоотдачи α очень сильно зависит от Δt (поэтому его применение в этом случае представляется не столь убедительным, как в случае вынужденной конвекции).

Температурная кривая и режимы кипения

Под температурной кривой (кривой кипения) здесь подразумевается зависимость плотности теплового потока q через нагревающую поверхность от температурного напора Δt .

Случай фиксированной температуры стенки

Будем рассматривать установившийся процесс кипения, причем в экспериментах имеется возможность задавать и строго поддерживать определённую температуру стенки t_w , то есть температурный напор $\Delta t = t_w - t_s$, и измерять соответствующее значение q .

При небольших Δt пузырьков образуется мало, теплоотдача происходит, в основном, за счёт свободной конвекции. Соответственно, q растёт с ростом Δt примерно как при свободной конвекции. Это **конвективный режим кипения** – зона *A* на графике кривой (рис. 1.55). Для воды в обычных условиях в этой зоне Δt до 5 К, при этом q до 6000 Вт/м².

Далее, с ростом Δt растёт и число центров парообразования и частота отрыва пузырьков, с возмущением пограничного слоя сильно растут α и q –

наступает **режим развитого пузырькового кипения** – зона *B* на графике, продолжающаяся до точки $\Delta t = \Delta t_{кр1}$, $q = q_{кр1}$, где q достигает локального максимума. Для воды при обычном давлении $\Delta t_{кр1} = 25 \text{ К}$, $q_{кр1} = 1,2 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$. Вместе эти два режима (*A + B*) называются **пузырьковым кипением**.

При дальнейшем увеличении Δt пузырьков на стенке образуется так много, что они там местами начинают сливаться в плёнку пара, отделяющую жидкость от стенки. От плёнки отделяются сразу большие пузыри пара, разрушая её, но она образуется вновь. Плёнка резко уменьшает теплоотдачу, из-за этого α и q уменьшаются – это **переходный режим**, зона *C* на графике.

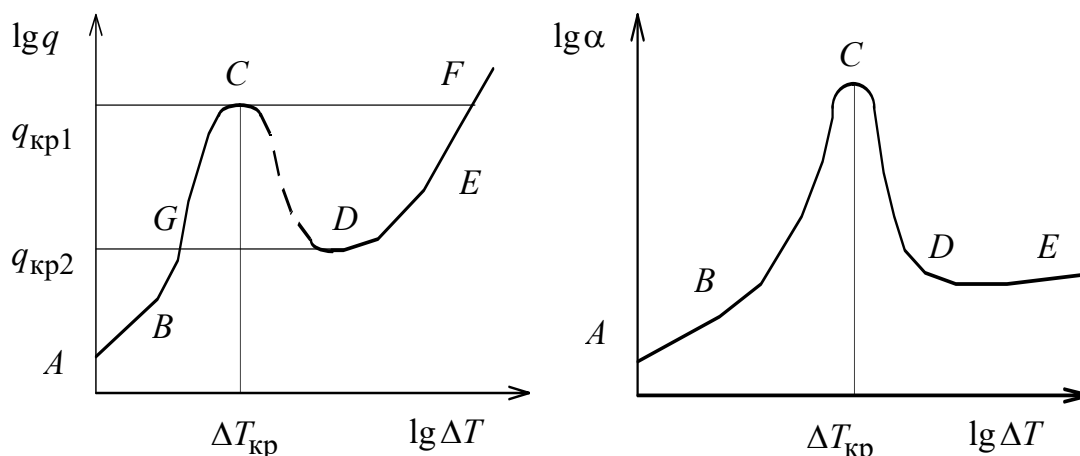


Рис. 1.55 – Кривые кипения в большом объеме

Когда при $\Delta t = \Delta t_{кр2}$ плёнка пара покрывает всю стенку, условия теплоотдачи стабилизируются, и далее q растёт с Δt , то есть значение $q = q_{кр2}$ даёт локальный минимум. То есть при $\Delta t > \Delta t_{кр1}$ имеет место **режим устойчивого плёночного кипения** – зона *D*. Иногда в области очень высоких температур выделяют ещё зону *E*, где существенна роль лучистого теплообмена.

Случай фиксированного q . Кризисы кипения.

Выполнить указанное выше условие задания и строгого поддержания величины напора Δt физически возможно, но иногда сложно, особенно в зоне *C* переходного режима. На практике чаще реализуется случай заданной плотности теплового потока (электронагрев, нагрев за счёт ядерных реакций) или близкий к этому режиму нагрева (обогрев стенки раскалёнными топочными газами, тепловым излучением и т. п.). Поэтому будем теперь считать, что в экспериментах задается и поддерживается величина q , а соответствующее ей значение напора Δt измеряется.

В этом случае сначала с ростом q в зонах *A* и далее *B* значения Δt также растут, описывая ту же кривую (рис.3), пока не будет достигнута точка $\Delta t = \Delta t_{кр1}$, $q = q_{кр1}$. Но увеличивать значение q дальше по кривой непрерывно

нельзя (так как $q_{кр1}$ – локальный максимум q). С физической точки зрения при хотя бы небольшом увеличении q на стенке начнут появляться участки пленочного кипения. А так как плотность теплового потока через стенку фиксирована, то при этом под плёнкой пара, плохо проводящей тепло, резко растёт температура стенки – происходит быстрое увеличение площади плёнки и в результате переход сразу в режим развитого плёночного кипения со скачкообразным ростом Δt . Это явление называется **кризисом кипения**. На графике это соответствует «перескоку» I кривой из точки – $\Delta t = \Delta t_{кр1}$, $q = q_{кр1}$ сразу на участок плёночного кипения D .

Далее с ростом q будет непрерывно расти Δt по участку D кривой. Если же затем в режиме плёночного кипения уменьшать q , напор Δt будет уменьшаться по участку D вплоть до точки $\Delta t = \Delta t_{кр2}$, $q = q_{кр2}$. Тогда плёнка пара настолько утончается, что где-то появляется контакт жидкости со стенкой, при этом происходит резкое охлаждение стенки, площадь контакта очень быстро растёт, и процесс скачком переходит в режим пузырькового кипения – «перескок» II на кривой – тоже кризис кипения.

Таким образом, при одной и той же интенсивности нагрева q в интервале $q_{кр2} < q < q_{кр1}$ может устойчиво существовать любой из режимов B (пузырькового) или D (плёночного) кипения, в зависимости от истории процесса. **Переходный режим C при фиксированном q неустойчив и не может быть осуществлён.**

Из сказанного видно, что на плёночном режиме кипения имеет место высокая температура стенки (соответствующее термическое разрушение стенки называется **пережог**) Поэтому в промышленных аппаратах обычно используют режим пузырькового кипения $\Delta t < \Delta t_{кр1}$, $q < q_{кр1}$. Но для повышения эффективности стараются брать эти параметры высокими, насколько возможно сточки зрения безопасности работы.

В качестве примеров устройств с пузырьковым кипением можно привести различные парогенераторы, перегонные аппараты и др.

Плёночное кипение встречается в устройствах для охлаждения, например, при испарении хладагента в холодильных установках, при охлаждении камер сгорания и сопел ЖРД (жидкостно – реактивных двигателей) и т.п. Особое место занимает кипение в некоторых технологических процессах, типа закаливания стальных или других изделий.

Специальные случаи кипения:

1. Образование пузырьков пара, то есть по определению кипение, возможно и при температуре t_f жидкости в основном объёме, не достигающей температуры насыщения t_s (то есть при $t_f < t_s$), если температура t_w нагревающей поверхности достаточно велика: $t_w > t_s$. Такой режим называется **кипением с недогревом**. Но при этом образующиеся на достаточно горячей

стенке пузырьки, отделяясь от неё, быстро конденсируются в основном объёме жидкости. То есть пузырьки существуют только в тонком слое горячей жидкости у поверхности нагрева – поэтому этот режим называют также **поверхностным кипением**.

2. Для *несмачивающих* стенку жидкостей *пленочный* режим кипения D может наступать при малых перегревах, сразу после конвективного. При этом кривая кипения $q(\Delta t)$ не имеет максимума $q_{кр1}$ и, соответственно, участка спада C с переходным режимом, оставаясь монотонно возрастающей на всех режимах. Поэтому даже в случае задаваемого и поддерживаемого значения q – кризисы кипения отсутствуют.

Впрочем, случай кипения жидкости, несмачивающей стенку, является особым (пример – кипение ртути). Обычно в энергетике кипящий теплоноситель – смачивающая жидкость (например – вода на металле).

3. Расчёт кипения в большом объёме

Явление кипения – сложное, процессы носят нестационарный (при постоянных внешних условиях – квазистационарный) и случайный (стохастический) характер. Кроме того, они зависят от большого числа характеристик, многие из которых бывают точно неизвестны или могут меняться в ходе процесса (состояние поверхности, наличие на ней загрязнений, газов, а также растворенных газов и солей в жидкости и т. п.). Поэтому многие формулы сложные и носят ориентировочный, усреднённый характер.

В то же время обычно и не требуется точное знание всех деталей процесса. К числу основных можно отнести следующие вопросы.

1. Количество образующегося пара при определённом тепловом потоке (в установившемся режиме):

$$G'' = \frac{Q}{r}, \quad (1.184)$$

где G'' – расход отводимого с поверхности пара, кг/с;

Q – подводимый через стенку тепловой поток, Вт;

r – теплота фазового перехода жидкости, Дж/кг.

Это точная формула из термодинамики, если Q не учитывает затраты теплоты на подогрев жидкости и перегрев пара (и потери).

Замечание. а) Обычно Q более или менее точно бывает известно заранее до расчёта кипения (например, нагрев ТЭНом или высокотемпературными продуктами сгорания).

б) При помощи этой зависимости можно, например, определить время выкипания заданного объёма жидкости или протяжённость участка кипения при течении в трубе.

2. Определение режима кипения, то есть сопоставление q с $q_{кр}$, в частности, для обеспечения устойчивого пузырькового режима с высокими характеристиками.

Величина $q_{кр1}$ зависит, кроме свойств жидкости и ускорения свободного падения, также от шероховатости и ориентации поверхности (у вертикальной значений $q_{кр1}$ больше), а также от давления p (при умеренных давлениях $q_{кр1}$ растёт с ростом p). Формулы имеются в справочниках. Например, полученная теоретически формула С.С.Кутателадзе

$$q_{кр1} = A \cdot r \cdot \sqrt{\rho_{п}} \cdot \sqrt[4]{\sigma \cdot g \cdot (\rho_f - \rho_{п})}, \quad (1.185)$$

где $A = 0,13 \div 0,16$ – безразмерная постоянная;

$\rho_{п}$, ρ_f – плотности воды и пара.

Значение $q_{кр2}$ в условиях свободной конвекции принимают

$$q_{кр2} = 0,2 \cdot q_{кр1}. \quad (1.186)$$

3. Определение температурного напора Δt и температуры стенки t_w для уточнённого расчёта теплообмена.

Как уже отмечено, связь между q и Δt выражают через обычное соотношение Ньютона $q = \alpha \cdot \Delta t$. Уравнения для коэффициента теплоотдачи α общего вида довольно сложные и включают много параметров.

Для воды в диапазоне давления $p = (1 \div 40) \cdot 10^5$ Па принимают $\alpha = 3,0 \cdot q^{0,7} p^{0,15}$ (где p – в барах), откуда легко найти $q = (3,0 \cdot \Delta t)^{3,33} \cdot p^{0,5}$, то есть $\alpha = 38,9 \cdot \Delta t^{2,33} \cdot p^{0,5}$.

4. Специальные вопросы – размер и частота отрыва пузырьков, скорость их всплытия и роста в объёме жидкости и т. д. Имеется много моделей и формул теоретического и эмпирического характера, которые при необходимости, можно найти в учебниках и справочниках.

4. Кипение при вынужденном движении жидкости в трубах

Такое кипение имеет место в водотрубных котлах (парагенераторах), которые, в частности, применяются на ТЭС.

Особенности:

1. Иногда надо учитывать, что температура насыщения t_s может меняться вдоль трубы вместе с давлением (вместе гидросопротивления).

2. При кипении вдоль трубы растёт паросодержание и, следовательно, увеличивается скорость, меняется структура потока по длине и поперечному сечению трубы.

Картина процесса в вертикальной трубе

По длине трубы можно выделить три области:

I. Область подогрева до температуры насыщения t_s – так называемый экономайзерный участок. На его границе температура стенки t_w доходит до температуры насыщения t_s .

II. Область кипения (испарительный участок).

III. Область подсыхания влажного пара.

Состояние жидкости в этих областях меняется следующим образом:

1) В области подогрева – *однородная жидкость*.

2) В самом начале области II имеет место *поверхностное кипение* (кипение с *недогревом*), когда при нагретой стенке ($t_w > t_s$) температура жидкости t_f в основном объёме ещё меньше температуры насыщения t_s ($t_f < t_s$), так что пузырьки пара могут существовать только в тонком слое у стенки.

3) Далее следует *эмульсионный режим* с равномерно распределёнными в жидкости мелкими пузырьками пара.

4) *Пробковый режим* – некоторые пузырьки сливаются, образуя пузырьки-пробки, соизмеримые по размеру с диаметром трубы, с прослойками эмульсии между ними.

5) С разрушением прослоек между пузырями пробковый режим переходит в *стержневой режим* – в ядре потока влажный пар, у стенки – тонкий слой эмульсии.

6) Когда этот слой эмульсии на стенке испаряется, область кипения заканчивается, начинается область подсыхания *влажного пара*.

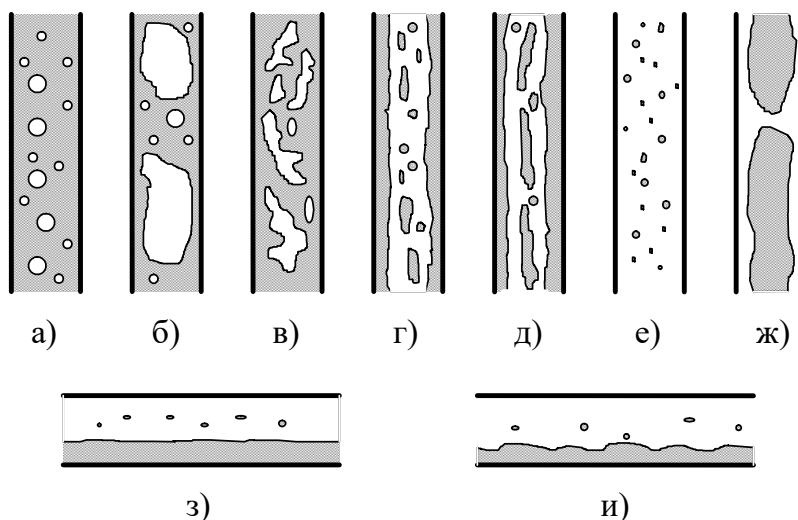


Рис. 1.56 – Режимы течения кипящей жидкости в гладких прямых трубах
Особенности картины в горизонтальных трубах

Особенности относятся к испарительному участку. В начале эмульсионного режима, при небольшом паросодержании и, соответственно, скорости движения, происходит *расслоение потока* – в верхней части сечения движется пар, ниже находится эмульсия (рис. 1.56,а).

Далее с увеличением скорости на поверхности эмульсии появляются крупные волны – движение приобретает *волновой характер* (рис. 1.56,б).

Следующие затем пробковый и кольцевой (стержневой) режимы аналогичны случаю вертикальной трубы, но здесь распределение пара

и эмульсии по сечению *несимметрично* – слой эмульсии тоньше у верхней стенки и толще у нижней (рис. 1.56,в).

Таким образом, в данном разделе был описан и продемонстрирован теплообмен при фазовых превращениях в массообмене.

1.15. Лекция 15

Тема: Теплообмен изучением

Вопросы:

1. Основные понятия и определения
2. Характеристики излучения, падающего на тело
3. Характеристики потока, излучаемого телом.
4. Виды лучистых потоков

1. Основные понятия и определения

Как отмечалось в начале курса, **теплообмен излучением**, или **радиационный теплообмен**, является одним из трех простых видов теплообмена, наряду с теплопроводностью и конвекцией. Там было сказано, что все нагретые тела самопроизвольно излучают энергию, которая распространяется в пространстве и, попадая на способные поглощать её тела, вновь превращается в тепловую. Носителями лучистой энергии являются электромагнитные волны. Из обширного диапазона волн (от космического излучения до радиоволн) здесь рассматриваются те, возникновение которых связано с температурой излучающего тела, и которые непосредственно переносят теплоту. Это электромагнитные волны инфракрасного и, частично, видимого диапазонов. Процесс их распространения и называется тепловым излучением.

Замечания.

1. В соответствии с данным определением сюда не относятся такие виды излучения, как излучение лазеров, люминесценция и т. п.

2. Термины «радиационный», «радиация» восходят к латинским словам «radius» – «луч», «radiare» – «испускать лучи, излучать», и до начала XX века относились именно к теплообмену излучением («солнечная радиация» и т. п.). С открытием явления радиоактивности их значение расширилось и изменилось, но в теории теплообмена продолжает сохраняться.

Таким образом, каждое тело (реальное тело при температуре выше абсолютного нуля) излучает тепловую энергию в окружающее пространство. Попадая на другое тело, она частью поглощается, частью отражается, частью может проходить сквозь тело. Поглощенная энергия снова превращается в тепловую. Это тело в свою очередь излучает энергию. В этом и состоит процесс лучистого теплообмена.

В соответствии с законами термодинамики, если температура всех тел замкнутой системы, участвующих в радиационном теплообмене, одинакова, то система находится в тепловом равновесии, и количество отдаваемой каждым телом теплоты равна количеству воспринимаемой. То есть разность между излучаемой и поглощаемой телом лучистой энергией в этом случае равна нулю.

Учитывать лучистый теплообмен нужно, когда он достаточно велик по сравнению с другими видами (конвекция, теплопроводность). То есть в технике это обычно при высоких температурах нагрева (сотни и тысячи градусов) или слабом конвективном теплообмене (при свободной конвекции часто лучистый теплообмен соизмерим с конвективным даже при невысоких температурах).

Таблица 1.4

Классификация электромагнитного излучения в зависимости от длины волны

Вид излучения	Длина волны, мм	Вид излучения	Длина волны, мм
Космическое γ -излучение	$0,05 \cdot 10^{-9}$ $(0,5 \div 0,10) \cdot 10^{-9}$	Видимое	$(0,4 \div 0,8) \cdot 10^{-3}$
Рентгеновское	$1 \cdot 10^{-9} \div 2 \cdot 10^{-5}$	Тепловое (инфракрасное)	$0,8 \cdot 10^{-3} \div 0,8$
Ультрафиолетовое	$2 \cdot 10^{-5} \div 0,4 \cdot 10^{-3}$	Радиоволны	$>0,2$

2. Характеристики излучения, падающего на тело

Поток излучения Q , Вт, падающий на поверхность тела, разделяется на поглощенную часть Q_A , отражённую Q_R и проходящую сквозь тело Q_D

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D \quad (1.187)$$

$$A = \frac{Q}{Q_A} \text{ – поглощательная способность тела;} \quad (1.188)$$

$$R = \frac{Q}{Q_R} \text{ – отражательная способность тела;} \quad (1.189)$$

$$D = \frac{Q}{Q_D} \text{ – пропускательная способность тела} \quad (1.190)$$

По определению,

$$A + R + D = 1 \quad (1.191)$$

Замечание. Обозначения A, R, D связаны с латинскими словами “absorptio” – «поглощение», “reflexio” – «отражение» и “diatherme” – «пропускать жар (в смысле тепловое излучение)».

Если вся падающая энергия поглощается, тело называется **абсолютно черным**, для него $A = 1, R = D = 0$.

Если тело отражает всю энергию, то оно называется **абсолютно белым**, $R = 1, A = D = 0$. Если при этом отражение по законам геометрической оптики, то тело **зеркальное**.

Большинство твердых и жидких(!) тел не пропускает тепловое излучение, то есть они являются **непрозрачными**, $D = 0, A + R = 1$. Поглощение падающего излучения происходит у них в тонком слое у поверхности.

Если же тело пропускает всю энергию, то тело **диатермичное (абсолютнопрозрачное)**, $D = 1, A = R = 0$.

Необходимо помнить, что идеальных абсолютно черных, белых, диатермичных тел в реальности не бывает, но некоторые могут быть близки к ним. Кроме того, здесь речь идет о свойствах относительно теплового излучения, они могут отличаться от свойств для видимого света.

Величины A, R, D зависят от природы тела, состояния поверхности, температуры тела. Также они часто сильно зависят от длин волн падающего на

тело излучения (частоты). Как известно, поток излучения обычно содержит лучи разных длин волн. Характеристики для данного потока излучения в целом называются **интегральными**.

Излучение, соответствующее узкому интервалу длин волн (скажем, от λ до $\lambda + d\lambda$) называется **монохроматическим** (или **спектральным**). Соответственно, характеристики для такого излучения – **спектральными**, они далее помечаются индексом λ :

$$A_\lambda + R_\lambda + D_\lambda = 1.$$

Поглощение в **полупрозрачных**, то есть при $0 < D < 1$, телах (средах) носит объёмный характер.

3. Характеристики потока, излучаемого телом

Процессы излучения также могут иметь объёмный или поверхностный характер. Объёмное излучение – из полупрозрачных тел. Из непрозрачных тел в окружающее пространство попадает лучистая энергия только из поверхностного слоя.

Излучение непрозрачных тел оценивается **поверхностной плотностью потока излучения** E , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$,

$$E = \frac{dQ}{dF}, \quad (1.192)$$

где dQ – поток излучения, испускаемый по всем направлениям во всех длинах волн элементом поверхности dF . **Спектральная плотность потока излучения** с длиной волны λ обозначается E_λ , $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^3}$:

$$E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda} = \frac{dQ_\lambda}{d\lambda \cdot dF}, \quad (1.193)$$

где dQ_λ – поток излучения, испускаемый элементом поверхности dF в диапазоне волн от λ до $\lambda + d\lambda$. То есть:

$$E(T) = \int_0^\infty E_\lambda(\lambda, T) d\lambda \quad (1.194)$$

По разным направлениям энергия может излучаться неодинаково.

4. Виды лучистых потоков

Большинство твердых и жидких тел имеет сплошной (непрерывный) спектр излучения, т. е. излучают энергию всех длин волн – от 0 до ∞ . К твердым телам, имеющим непрерывный спектр излучения, относятся непрозрачные непроводники и полупроводники электричества, металлы с окисленной шероховатой поверхностью. Металлы с полированной поверхностью, газы и пары характеризуются селективным (прерывистым) спектром излучения. Интенсивность излучения зависит от природы тела, его температуры, длины волны, состояния поверхности, а для газов – еще от толщины слоя и давления.

Твердые и жидкие тела имеют значительные поглощательную и излучательную способности. В процессах лучистого теплообмена участвуют лишь тонкие поверхностные слои: для непроводников теплоты они составляют около 1 мм, для проводников теплоты 1 мкм. Поэтому в этих случаях тепловое излучение приближенно можно рассматривать как **поверхностное** явление.

Поверхностное (полусферическое) излучение. Тело излучает энергию в виде непрерывного (сплошного) или прерывистого спектра по длинам волн.

Энергия излучения, испускаемая произвольной поверхностью в единицу времени по всевозможным направлениям полупространства и соответствующая узкому интервалу длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется потоком *монохроматического, спектрального или однородного излучения* Q_λ . Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называется *интегральным* или *полным потоком излучения* Q .

$$Q = EF \quad (1.195)$$

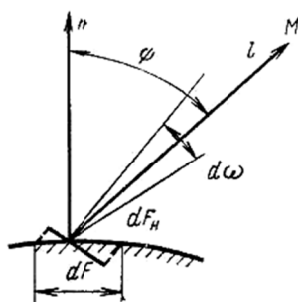


Рисунок 1.57 –
Определе-
ние яркости
излучения.

Плотность потока излучения может изменяться по определенным направлениям излучения. Количество энергии, испускаемое в направлении l , определяемом углом ψ с нормалью к поверхности n (рис. 1.57) единицей элементарной площадки в единицу времени в пределах единичного элементарного телесного угла $d\omega$, называется *угловой плотностью излучения*. По определению угловые плотности спектрального и интегрального излучения выражаются соотношениями:

$$I_\psi = \frac{d^2 Q_\psi}{dF d\omega} = \frac{dE_\psi}{d\omega} \quad (1.196)$$

Из этих соотношений следует, что

$$dE_\psi = I_\psi d\omega. \quad (1.197)$$

К очень важным понятиям теории излучения относится *интенсивность* (яркость) *излучения*.

Интенсивностью излучения называется количество лучистой энергии, испускаемое в направлении угла ψ в единицу времени элементарной площадки в пределах единичного элементарного телесного угла, отнесенное к проекции этой площадки на плоскость, ортогональную к направлению излучения (рис. 1.57).

$$I = \frac{d^2 Q_\psi}{dF_\perp d\omega} = \frac{d^2 Q_\psi}{dF_\perp \cos d\omega} = \frac{I_\psi}{\cos d\omega}, \quad (1.198)$$

откуда

$$d^2 Q_\psi = I d\omega \cos \psi dF, \quad (1.199)$$

где I_λ и I – интенсивности (яркости) спектрального и интегрального излу-

чений соответственно, $\text{Вт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^2)$ и $\text{Вт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^3)$;

ω – угол, составленный нормалью к площадке и направлением излучения.

В общем случае спектральная интенсивность излучения зависит от координат точки M , направления, длины волны и времени.

Интегральная интенсивность излучения характеризует распределение суммарной для всех длин волн энергии излучения по всевозможным направлениям в данной точке для выбранного момента времени.

Распределение интенсивности излучения по отдельным направлениям может быть самым различным. В частном случае оно может быть одинаковым по всем направлениям, называется *изотропным*.

Излучение, которое определяется природой данного тела и его температурой, называется *собственным излучением* (Q, E).

Обычно тело участвует в лучистом теплообмене с другими телами.

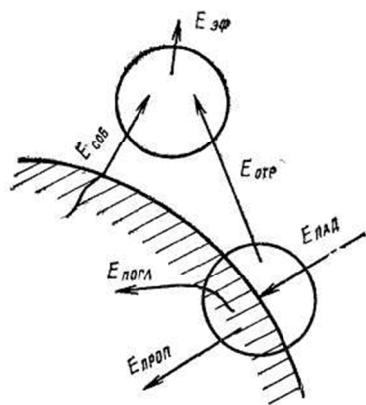


Рис. 1.58 – Классификация потоков излучения

Энергия излучения других тел, попадая на поверхность данного тела извне, частично поглощается, частично отражается, а часть ее проходит сквозь тело. Количество лучистой энергии, падающее на данное тело в поле излучения, обозначается через ($Q_{\text{пад}}$ или $E_{\text{пад}}$). Часть падающей энергии излучения, поглощенной данным телом, называется *поток поглощенного излучения* ($Q_{\text{погл}}$, $E_{\text{погл}}$). При поглощении лучистая энергия вновь превращается во внутреннюю энергию.

Плотность потока поглощающей лучистой энергии $E_{\text{погл}}$, $\text{Вт}/\text{м}^2$,

$$E_{\text{погл}} = A E_{\text{пад}}, \quad (1.200)$$

где A – коэффициент поглощения тела.

Тела, которые поглощают всю падающую на них энергию, называются абсолютно черными ($A = 1$). Такое тело воспринимается зрением как черное тело; отсюда происходит название абсолютно черного тела. Если поверхность поглощает все лучи, кроме световых, она не кажется черной, хотя по лучистым свойствам она может быть близка к абсолютно черному телу, поскольку имеет высокий коэффициент поглощения (например, для льда и снега $A = 0,95 \div 0,98$). Соотношение (1.200) может относиться к монохроматическому излучению, как и последующие зависимости. Спектральный коэффициент поглощения A_λ в общем случае может изменяться с длиной волны различным образом. В частном случае он может не зависеть от длины волны.

Тела, для которых спектральная поглощательная способность не зависит от длины волны, называются *серыми телами* (рис. 1.200). Для серых тел $A_\lambda = \text{const} \leq 1$, так как серые тела поглощают не всю падающую на них лучистую

энергию. Часть падающей энергии будет отражаться или пропускаться (проходить) через массу этих тел.

Энергию, которую тела отражают обратно носят название потока отраженного излучения.

Плотность потока отраженного излучения $E_{\text{отр}}$, Вт/м²,

$$E_{\text{отр}} = RE_{\text{пад}}, \quad (1.201)$$

где R – коэффициент отражения.

Если процессы отражения от поверхности подчиняются законам геометрической оптики и $R = 1$, то поверхность тела называют зеркальной (блестящей); при идеально диффузном отражении ее называют абсолютно белой. При идеально диффузном (изотропном) отражении энергия отражается телом равномерно по всем направлениям независимо от направления падающего на поверхность излучения.

Энергии излучения, проходящая сквозь тело, называется *плотностью потока пропускаемого излучения* $E_{\text{проп}}$, Вт/м²,

$$E_{\text{проп}} = DE_{\text{пад}}, \quad (1.202)$$

где D – коэффициент пропускания.

Тела, которые пропускают всю падающую на них энергию, ничего не поглощая и ничего не отражая, называются **прозрачными или диатермичными** (тонкие слои сухого воздуха, слои одноатомных газов) $D = 1$.

Тела, у которых $0 \leq D \leq 1$, называют полупрозрачными (стекло, кварц, сапфир). Для многих твердых и жидких тел интегральная пропускательная способность принимается равной нулю, так как они практически являются непрозрачными.

Суммарная плотность потоков собственного и отраженного излучения, испускаемого поверхностью данного тела, **называется плотностью эффективного излучения**:

$$E_{\text{эф}} = E + E_{\text{тр}} = E + RE_{\text{пад}}. \quad (1.203)$$

Совместные процессы взаимного испускания, поглощения, отражения и пропускания энергии излучения в системах различных тел **называются лучистым теплообменом**, причем тела, входящие в данную излучающую систему, могут иметь одинаковую температуру.

Для тела, участвующего в лучистом теплообмене с другими телами, согласно закону сохранения энергии можно составить следующие уравнения теплового баланса:

$$E_{\text{пад}} = E_{\text{погл}} + E_{\text{отр}} + E_{\text{проп}} \quad (1.204)$$

или $A + R + D = 1$, если все члены зависимости (1.204) поделить на $E_{\text{пад}}$

и учесть предыдущие соотношения.

Лучистый теплообмен между телами определяется потоком результирующего излучения.

Объемное излучение. Полупрозрачные тела (плавленый кварц, стекло, оптическая керамика и т. п.), а также газы и пары характеризуются объемным характером излучения, в котором участвуют все частицы объема вещества. Излучение всех тел зависит от температуры. С увеличением температуры тела его энергия излучения увеличивается, так как увеличивается внутренняя энергия тела. При этом изменяется не только значение этой энергии, но и спектральный состав. При увеличении температуры повышается интенсивность коротковолнового излучения и уменьшается интенсивность длинноволнового излучения. В процессах излучения зависимость от температуры значительно большая, чем в процессах теплопроводности и конвекции.

2. Циклы двигателей внутреннего сгорания

2.1. Расчёт идеальных циклов поршневых ДВС

Конструирование и совершенствование тепловых машин основано на изучении их термодинамических циклов. Сама термодинамика как наука появилась с возникновением и развитием тепловых машин. Подробному описанию циклов двигателей внутреннего сгорания (ДВС) посвящено достаточное количество научной литературы. Реальные процессы в двигателях весьма сложны, поэтому при исследованиях вводят ряд упрощающих допущений и рассматривают как называемые идеальные циклы.

К числу этих допущений относятся следующие:

- циклы замкнуты (на самом деле продукты сгорания удаляются в атмосферу и в каждом цикле участвует новая порция топлива – воздушной смеси);
- рабочим телом считается идеальный газ с постоянной теплоёмкостью;
- процесс сгорания заменяется обратимым процессом подвода тепла q_1 рабочему телу;
- цикл замыкается с помощью условного обратимого процесса отвода тепла q_2 от рабочего тела;
- механические и тепловые потери не учитываются.

Циклы поршневых ДВС по способу подвода тепла делят на:

- комбинированные – с подводом тепла при $v = const$ и $p = const$ (Тринклера);
- с подводом тепла при $v = const$ (Отто)
- с подводом тепла при $p = const$ (Дизеля).

Циклы газотурбинных установок (ГТУ) подразделяются на:

- циклы с подводом тепла при $p = const$ (Брайтона);
- циклы с подводом тепла при $v = const$ (Гемфри).

Процессы, протекающие в идеальных циклах, делятся на:

- изотермические при $T = const$, описываются уравнением $pv = const$;
- изохорные при $v = const$ описываются уравнением $\frac{p}{T} = const$;
- изобарные при $p = const$;

v

- адиабатные (изоэнтропные) – без теплообмена с окружающей средой описываются уравнением $pv^k = const$, где $k = \frac{c_p}{c_v}$ показатель адиабаты.

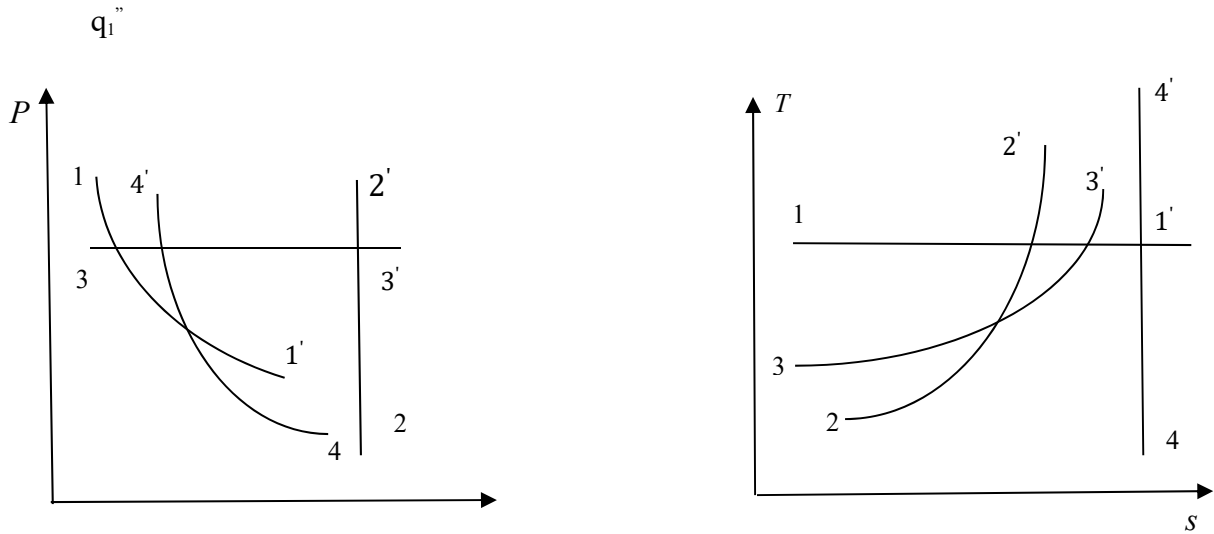
Все эти процессы называются политропными и подчиняются уравнению $pv^n = const$, где величины n – показатель политропы. В зависимости от величины n можно получить уравнение для любого из перечисленных процессов.

На рисунке 2.1 показаны перечисленные процессы в p - v и T - s – координатах, где S – энтропия рабочего тела.

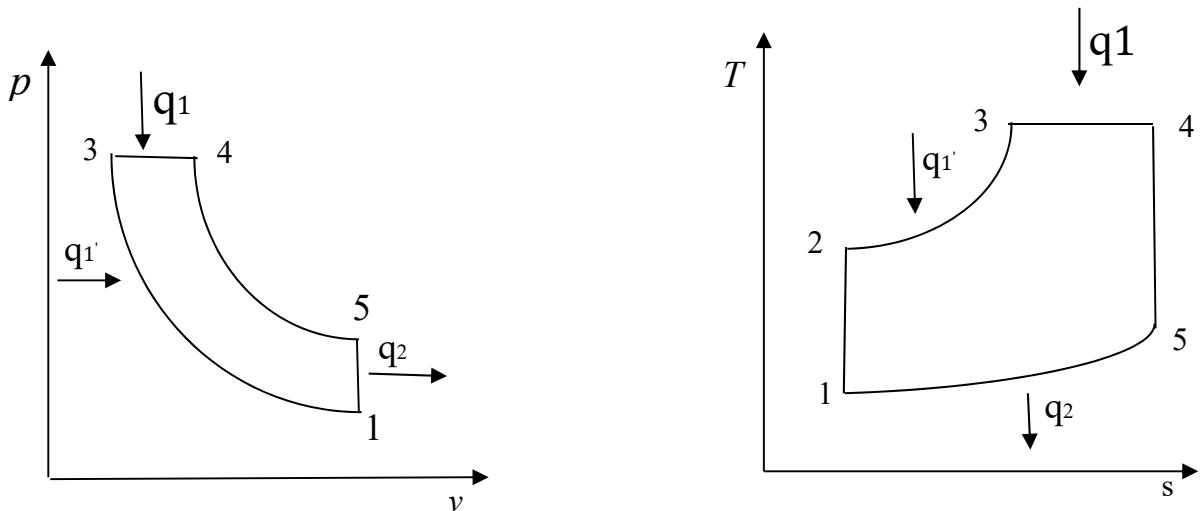
Рассмотрим цикл Тринклера (с комбинированным подводом теплоты). На рисунке 2.2 показаны p - v и T - s – диаграммы цикла Тринклера. Он реализован в бескомпрессорных дизелях и в настоящее время практически вытеснил двигатели, работающее по циклу Дизеля.

Рис. 2.1 – Основные процессы на $p-v$ и $T-s$ – диаграммах:
 1-1 – изотермический; 2-2 – изохорный; 3-3 – изобарный; 4-4 – адиабатный

Рис. 2.2 – Цикл Тринклера на $p-v$ и $T-s$ – диаграммах



В цилиндрах двигателя сжимается чистый воздух, затем, после распыливания топлива через форсунки под давлением 100–150 МПа, происходит



самовоспламенение. Процесс горения идёт вначале с повышением давления при постоянном объёме (поршень не успевает начать движение), а затем при постоянном давлении с увеличением объёма (рабочий ход поршня). Таким образом, цикл состоит из следующих процессов:

- 1–2 – адиабатическое сжатие; 2–3 – изохорный подвод теплоты q_1' ;
- 3–4 – изобарный подвод теплоты q_1' ; 4–5 – адиабатное расширение;
- 5–1 – изохорный отвод теплоты q_2 .

Для расчёта цикла задаются начальные параметры рабочего тела в точке 1 и параметры цикла:

– степень сжатия $\epsilon = \frac{v_1}{v_2}$;

– степень изохорного повышения давления $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$;

– степень предварительного (изобарного) расширения $\rho = \frac{v_4}{v_3}$.

Параметры рабочего тела в узловых точках:

$$\text{В точке 2} \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = \varepsilon^k; \quad p_2 = p_1 \varepsilon^k;$$

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

$$\text{В точке 3} \quad \frac{p_3}{p_2} = \lambda; \quad p_3 = p_2 \lambda = p_1 \varepsilon^k \lambda;$$

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2}; \quad T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda;$$

$$\text{В точке 4} \quad p_3 = p_4; \quad p_4 = p_1 \varepsilon^k \lambda;$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3} = \rho; \quad T_4 = T_3 \rho = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho;$$

$$\text{В точке 5} \quad \frac{p_5}{p_4} = \left(\frac{v_4}{v_5}\right)^k = \left(\frac{v_4}{v_2} \cdot \frac{v_2}{v_1}\right)^k = \frac{\rho^k}{\varepsilon^k}; \quad p_5 = p_1 \lambda \rho^k;$$

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_5}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_4}{v_2} \cdot \frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}}; \quad T_5 = P_1 \lambda \rho^k.$$

Термический КПД

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

где

$$q_1 = q_1' + q_1''; \quad q_1' = c_v(T_3 + T_2);$$

$$q_1'' = c_p(T_4 + T_3); \quad q_2 = c_v(T_5 - T_1).$$

Итак,

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

Термический КПД растет с увеличением ε и k и уменьшается с увеличением ρ . Работа теоретического цикла $l_{ц}$, Дж/кг, вычисляется как

$$l_{ц} = q_1 \eta_t.$$

Отношение работы к рабочему объёму $v_h = v_1 - v_2$ характеризует среднее давление цикла $p_{ц}$:

$$p_{ц} = \frac{l_{ц}}{v_h} = \frac{l_{ц}}{v_1 - v_2} = \frac{l_{ц} \varepsilon}{v_1 (\varepsilon - 1)}.$$

Среднее давление комбинированного цикла

$$p_{ц} = \frac{\rho_1 \varepsilon^{\kappa}}{(\kappa - 1)(\varepsilon - 1)} [(\lambda - 1) + \kappa \lambda (\rho - 1)] \eta_t$$

Циклы с подводом теплоты при постоянном объёме (Отто) и постоянном давлении (Дизеля) можно считать частными случаями комбинированного цикла Тринклера. На рисунке 2.3 представлен цикл Отто, а на рисунке 2.4 – цикл Дизеля в p - u и T - s -координатах. Как видно из диаграмм на рисунках, в цикле Отто отсутствует подвод тепла при $p = \text{const}$, а в цикле Дизеля нет подвода тепла при $V = \text{const}$. Расчёт параметров обоих циклов аналогичен рассмотренному выше расчёту для цикла Тринклера. Для цикла Отто $\rho = 1$, а для цикла Дизеля $\lambda = 1$, так как процессов, характеризующихся этими показателями, в рассматриваемых циклах нет.

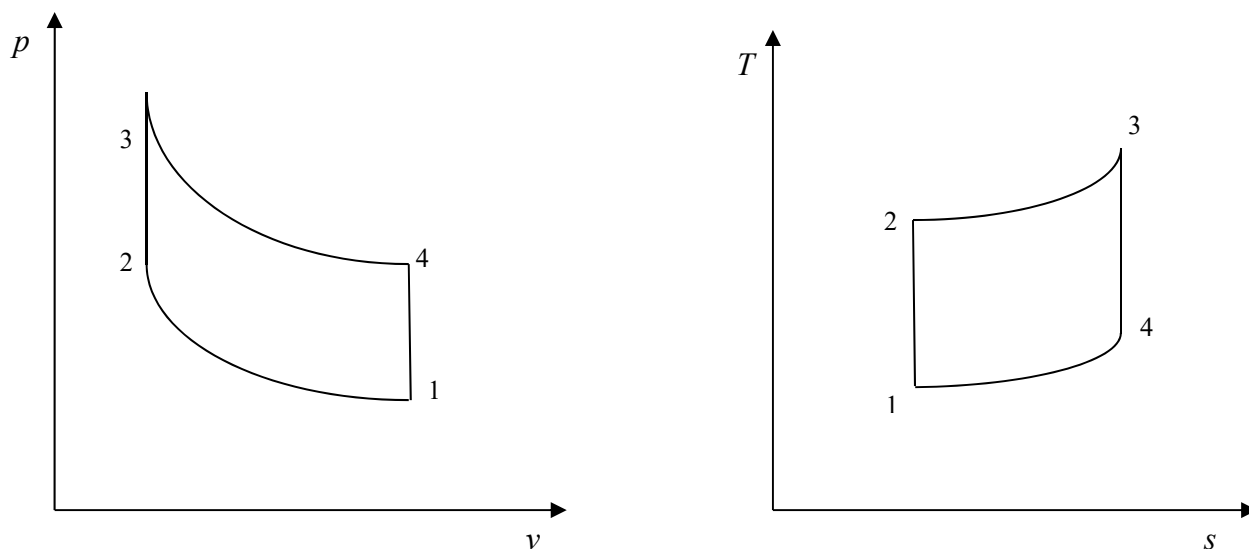


Рис. 2.3 – Цикл Отто на $p-v$ и $T-s$ – диаграммах

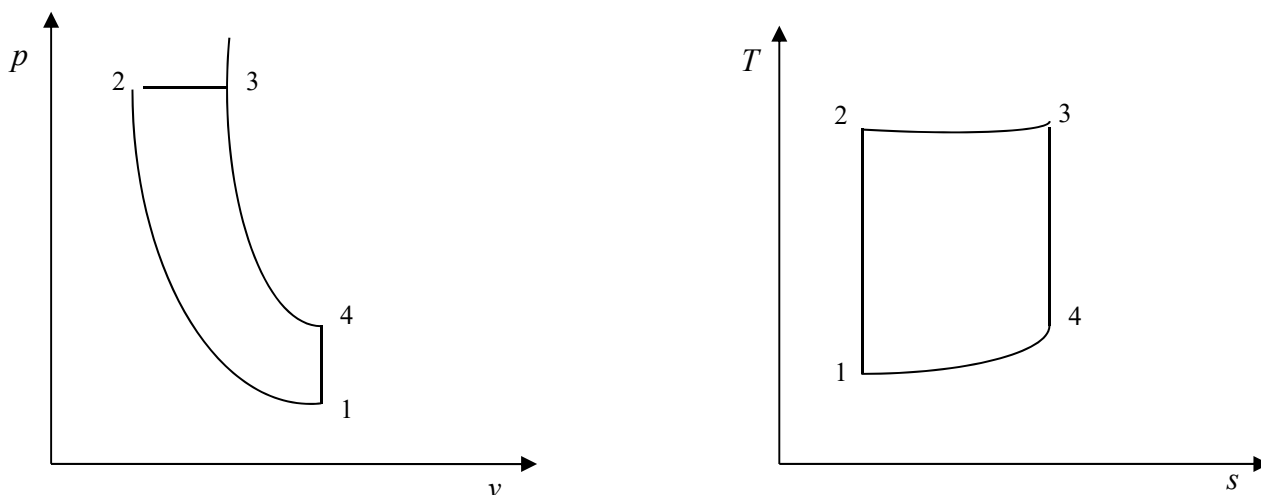


Рис. 2.4 – Цикл Дизеля на $p-v$ и $T-s$ – диаграммах

2.2. Расчет идеальных циклов газотурбинных установок

К основным недостаткам поршневых двигателей внутреннего сгорания относятся необходимость кривошипно-шатунного механизма и неравномерность работы. Этих недостатков лишены газотурбинные установки (ГТУ). На рисунке 2.5 показана принципиальная схема ГТУ.

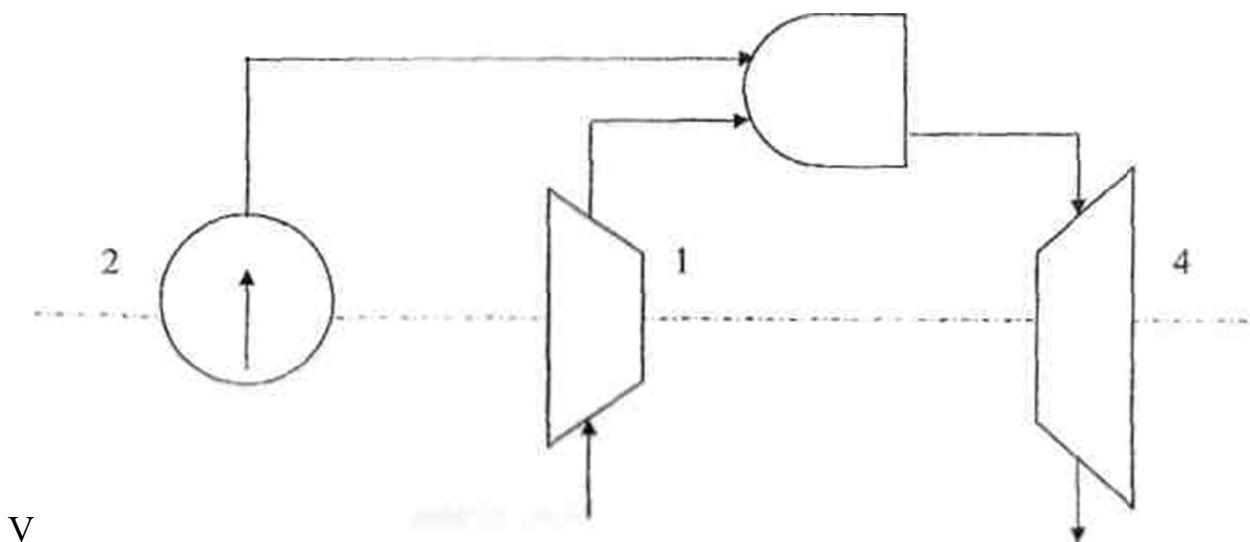


Рис. 2.5 – Принципиальная схема ГТУ

Компрессор (1), приводимый в движение турбиной (4), подаёт воздух в камеру сгорания (3). Туда же подаётся топливо насосом (2), находящимся на одном валу с турбиной. Продукты сгорания при расширении вращают турбину и выбрасываются в атмосферу.

ГТУ разделяются по способу сгорания топлива на два типа:

- со сгоранием при постоянном давлении (цикл Брайтона),
- со сгоранием при постоянном объеме (цикл Гемфри)

На рисунке 2.6 представлены p - v - и T - s - диаграммы цикла Брайтона:

- 1–2 – адиабатное сжатие в компрессоре;
- 2–3 – изобарный подвод тепла в камере сгорания;
- 3–4 – адиабатное расширение продуктов сгорания в турбине;
- 4–1 – изобарная отдача тепла атмосфере.

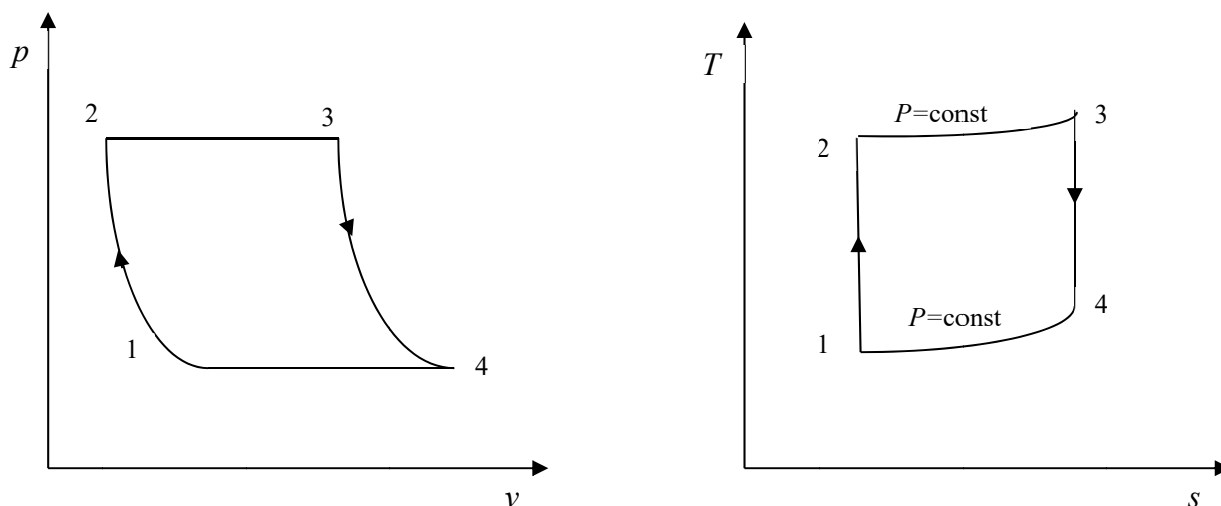


Рис. 2.6 – Цикл Брайтона на p - v и T - s – диаграммах

Параметры цикла:

$\pi = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ – степень повышения давления воздуха;

$\rho = \frac{v_3}{v_2}$ – степень предварительного расширения.

Параметры газа в узловых точках цикла находят по формулам для адиабатного и изобарного процессов:

в точке 2 $T_2 = T_1 \pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$;

в точке 3 $T_3 = T_1 \pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$;

в точке 4 $T_4 = T_1 \rho$

Термический КПД цикла η_t находят из общего выражения

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

или после преобразования:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}$$

Теоретическая работа цикла $l_{ц}$ равна разности работы, получаемой в турбине l_T и работы, затрачиваемой в компрессоре l_K :

$$l_{ц} = l_T - l_K = c_p T_3 \left[1 - \pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - \tau \left(\pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right) \right], \quad \text{где } \tau = \frac{T_1}{T_3}.$$

Цикл Гемфри (рис. 2.7) имеет более высокий термический КПД, чем цикл Брайтона, однако не получил широкого практического использования из-за сложности конструкции камеры сгорания и турбины.

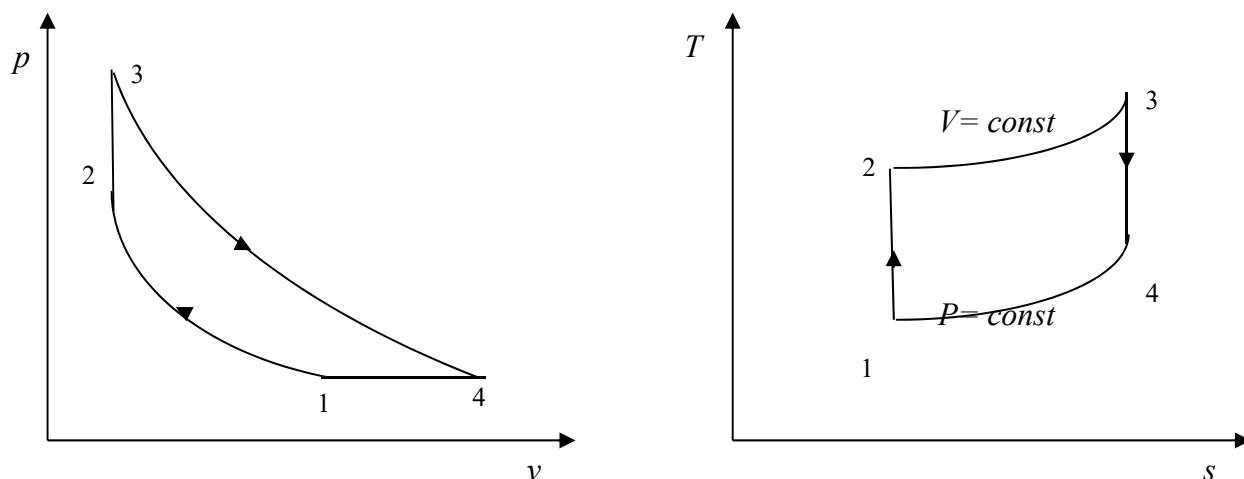


Рис. 2.7 – Цикл Гемфри на $p-v$ и $T-s$ – диаграммах

На рисунке 2.7 представлены $p-v$ и $T-s$ диаграммы цикла Гемфри:

- 1–2 – адиабатное сжатие в компрессоре;
- 2–3 – подвод тепла в камере сгорания при $v = const$;
- 3–4 – адиабатное расширение продуктов сгорания в турбине;
- 4–1 – изобарная отдача газом тепла в окружающей атмосфере.

Параметры цикла:

$$\pi = \frac{\rho_2}{\rho_1} \text{ – степень повышения давления воздуха;}$$

$$\lambda = \frac{\rho_3}{\rho_2} \text{ – степень изохорного повышения давления.}$$

Температура газа в узловых точках цикла:

$$\text{в точке 2 } T_2 = T_1 \pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}};$$

$$\text{в точке 3 } T_3 = T_1 \pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \lambda^{\frac{\kappa-1}{\kappa}};$$

$$\text{в точке 4 } T_4 = T_1 \lambda^{\frac{1}{\kappa}}.$$

Термический КПД η_t определяется по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{\kappa \left(\lambda^{\frac{1}{\kappa}} - 1 \right)}{\pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} (\lambda - 1)}$$

3. Примеры выполнения расчетов по циклу Тринклера

При выполнении расчетного задания необходимо пользоваться следующими формулами для политропных процессов:

$$p_1 v_1^{n_1} = p_2 v_2^{n_2}; \quad T_1 v_1^{n-1} = T_2 v_2^{n-1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}$$

3.1. Расчет по циклу Тринклера

Цикл Тринклера в $p-v$ и $T-s$ -координатах представлен на рис. 3.1.

Дано:

$$p_1 = 95 \text{ кПа};$$

$$\mu = 29 \text{ кг/кмоль (воздух);}$$

$$T_1 = 283 \text{ К};$$

$$c_v = \frac{5R\mu}{7} = 0,717 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}};$$

$$n_1 = 1,34;$$

$$c_p = \frac{5R\mu}{7} = 1,003 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}\cdot\text{К}};$$

$$n_2 = 1,3;$$

$$p_0 = 101 \text{ кПа};$$

$$\varepsilon = 16;$$

$$T_0 = 273 \text{ К};$$

$$\lambda = 1,6;$$

$$v_0 = 0,775 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}};$$

$$\rho = 1,8.$$

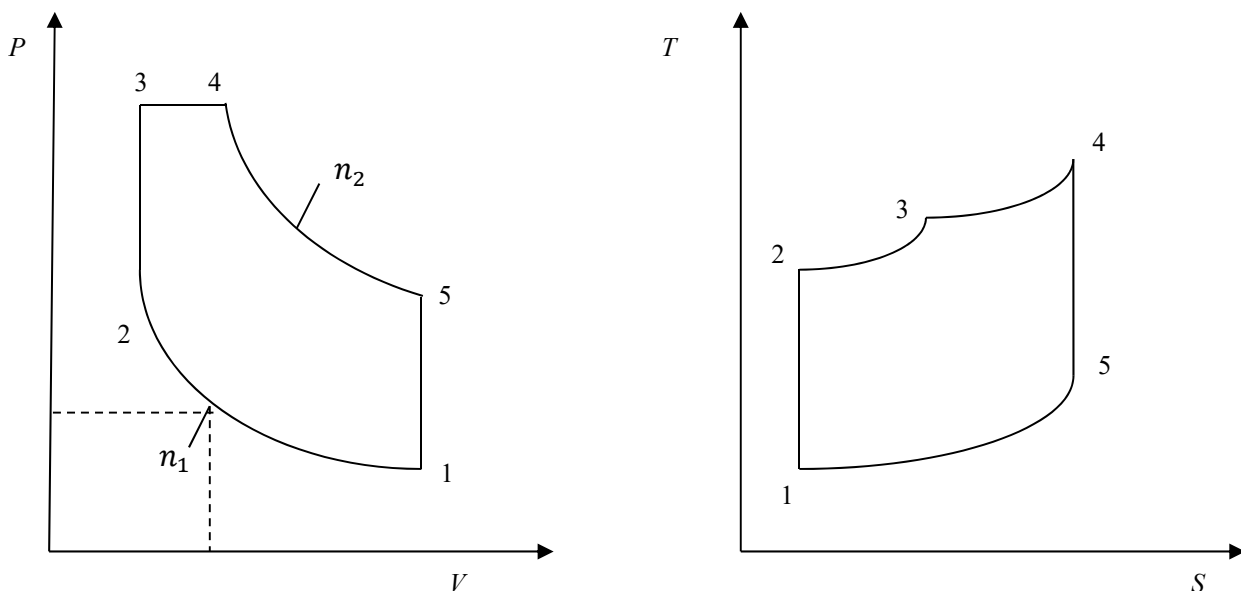


Рис. 3.1 – Цикл Тринклера на $p-v$ и $T-s$ – диаграммах

Решение

1. Вычисление параметров в характерных точках:

а) в узловой точке 1:

$$T_1 = 283 \text{ К}, \quad p_1 = 95 \text{ кПа};$$

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = 0,854 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$u_1 = c_v(T_1 - T_0) = 7,17 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$h_1 = c_p(T_1 - T_0) = 10,03 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$s_1 = c_v \ln \frac{p_1}{p_0} + c_p \ln \frac{v_1}{v_0} = 0,717 \cdot \ln \frac{95}{101} + 1,003 \cdot \ln \frac{0,84}{0,775} = 0,053 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

где u_1, h_1 и s_1 – удельные внутренняя энергия, энтальпия и энтропия рабочего тела.

б) Процесс 1–2 – политропное сжатие:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n, \quad p_2 = p_1 \epsilon^n = 95 \cdot 3901,6 \text{ кПа};$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{n-1}, \quad T_2 = T_1 \epsilon^{n-1} = 283,16^{0,34} = 726,42 \text{ К};$$

$$u_2 = c_v(T_2 - T_0) = 325,1 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$h_2 = c_p(T_2 - T_0) = 454,78 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$s_2 = c_v \ln \frac{p_2}{p_0} + c_p \ln \frac{v_2}{v_0} = -0,071 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

в) процесс 2–3 – изохорный подвод тепла;

$$v_3 = v_2 = 0,053 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$p_3 = p_2 = 6242,56 \text{ кПа};$$

$$T_3 = T_2 = 1162,27 \text{ К};$$

$$u_3 = c_v(T_3 - T_0) = 637,61 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$h_3 = c_p(T_3 - T_0) = 891 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$s_3 = c_v \ln \frac{p_3}{p_0} + c_p \ln \frac{v_3}{v_0} = -0,27 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

г) процесс 3–4 – изобарный подвод тепла;

$$v_4 = v_3 \cdot \rho = 0,0954 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$p_4 = p_3 = 6242,56 \text{ кПа};$$

$$T_4 = T_3 \cdot \rho = 2092,1 \text{ К};$$

$$u_4 = c_v(T_4 - T_0) = 1304,3 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$h_4 = c_p(T_4 - T_0) = 1824,6 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$s_4 = c_v \ln \frac{p_4}{p_0} + c_p \ln \frac{v_4}{v_0} = -0,839 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

д) процесс 4-5 – политропное подвод тепла;

$$v_5 = v_1 = 0,854 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$p_5 = p_4 \left(\frac{v_4}{v_5} \right)^n = 361,31 \text{ кПа};$$

$$T_5 = \frac{p_5 v_5}{R} = 1076,28 \text{ К};$$

температуру T_5 можно вычислить по формуле для изохорного процесса 5–1:

$$\frac{T_5}{T_1} = \frac{p_5}{p_1}; \quad T_5 = T_1 \frac{p_5}{p_1} = 1076,32 \text{ К};$$

$$u_5 = c_v(T_5 - T_0) = 575,96 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$h_5 = c_p(T_5 - T_0) = 805,69 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$s_5 = c_v \ln \frac{p_5}{p_0} + \hat{a}_a \ln \frac{v_5}{v_0} = -1,011 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

2. Определение $c, \Delta u, \Delta h, \Delta s, q, l$ каждого процесса.

а) процесс 1–2 – политропное сжатие:

$$c_{1-2} = c_v \frac{n - k}{n - 1} = -0,126 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta u_{1-2} = u_2 - u_1 = 317,93 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta h_{1-2} = h_2 - h_1 = 444,75 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta s_{1-2} = s_2 - s_1 = -0,124 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$l_{1-2} = \frac{R}{n - 1} (T_1 - T_2) = -373,39 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\varphi_1 = \frac{n - 1}{n - k} = -5,67;$$

$$q_{1-2} = \frac{\Delta u_{1-2}}{\varphi_1} = -56,07 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

б) процесс 2–3 – изохорный подвод тепла:

$$c_{2-3} = c_v = 0,717 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta u_{2-3} = u_3 - u_2 = 312,51 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta h_{2-3} = h_3 - h_2 = 437,16 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta s_{2-3} = s_3 - s_2 = -0,341 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$l_{2-3} = 0;$$

$$q_{2-3} = \Delta u_{2-3} = 312,51 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} = q_v;$$

в) процесс 3–4 – изобарный подвод тепла:

$$c_{3-4} = c_p = 1,003 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta u_{3-4} = u_4 - u_3 = 666,69 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta h_{3-4} = h_4 - h_3 = 932,66 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta s_{3-4} = s_4 - s_3 = 0,589 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$l_{3-4} = R(T_4 - T_3) = p_3(v_4 - v_3) = 266,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}};$$

$$q_{3-4} = c_p(T_4 - T_3)\Delta h_{3-4} = \Delta h_{3-4} = 932,66 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

г) процесс 4–5 – политропное расширение:

$$c_{4-5} = c_v \frac{n - k}{n - 1} = 0,239 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta u_{4-5} = u_5 - u_4 = -728,34 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta h_{4-5} = h_5 - h_4 = -1018,91 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta s_{4-5} = s_5 - s_4 = 0,152 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$l_{4-5} = \frac{R}{1 - n} (T_4 - T_3) = 971,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}};$$

$$\varphi_2 = \frac{n - 1}{n - k} = -3;$$

$$q_{4-5} = \frac{\Delta u_{4-5}}{\varphi_2} = 242,78 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

д) процесс 5–1 – изохорный подвод тепла:

$$c_{5-1} = c_v = 0,717 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta u_{5-1} = u_1 - u_5 = -568,9 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta h_{5-1} = h_1 - h_5 = -795,66 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$\Delta s_{5-1} = s_1 - s_5 = -0,958 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}};$$

$$l_{5-1} = 0;$$

$$q_{5-1} = \Delta u_{5-1} = -568,79 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Проверка:

$$\sum \Delta u_i = 0;$$

$$\sum \Delta h_i = 0;$$

$$\sum \Delta s_i = 0.$$

3. Интегральные параметры цикла.

$$l_{\text{ц}} = \sum l_i = 862,59 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Количество подведенного тепла

$$q_1 = q_{\text{подв}}.$$

Количество отведенного тепла

$$q_2 = q_{\text{отвед}} = 624 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Термический КПД цикла

$$\eta_t = t - \frac{q_2}{q_1} = 0,58.$$

Среднеинтегральная температура T_{i-j} К, для любого процесса – отношение теплоты q , участвующей в процессе, к изменению энтропии рабочего тела s :

$$T_{1-2} = \frac{q_{1-2}}{\Delta s_{1-2}} = 452,18 \text{ К}; \quad T_{2-3} = \frac{q_{2-3}}{\Delta s_{2-3}} = 916,45 \text{ К};$$

$$T_{3-4} = 1583,46 \text{ К}; \quad T_{4-5} = 1597,24 \text{ К}; \quad T_{5-1} = 593,73 \text{ К}.$$

Среднее давление смешанного цикла $p_{\text{ц}}$ равно

$$P_{\text{ц}} = \frac{p_1 \varepsilon^{n_1}}{(n_1 - 1)(\varepsilon - 1)} [(\lambda - 1) + n_1 \lambda (\rho - 1)] \eta_{t_{\text{см}}}.$$

КПД определяется по формуле

$$\eta_{t_{см}} = 1 - \frac{\lambda \rho^{n_1} - 1}{\varepsilon^{n_1 - 1} [(\lambda - 1) + n_1 \lambda (\rho - 1)]}$$

Общая формула:

$$p_{ц} = \frac{l_{ц}}{v_n}$$

Вопросы для самоконтроля:

1. Что представляет собой равновесный термодинамический процесс?
2. Что называется теплоёмкостью?
3. Уравнение первого закона термодинамики.
4. Что такое равновесные процессы?
5. Энтропия, выреженная математически.
6. Фактор сжимаемости.
7. Что такое диффузоры?
8. Краткое описание цикла Тринклера.
9. Что происходит со сжатым воздухом, который из турбокомпрессора направляется в регенератор?
10. Как по-другому можно назвать цикл Ренкина?
11. Что такое коэффициент теплопроводности?
12. Уравнение баланса энергии.
13. Полное термическое сопротивление теплопередачи.
14. Три условия подобия в форме теоремы Кирпичёва-Гухмана?
15. Практическое уравнение подобия для локальной теплоотдачи плоской стенки?
16. Когда наступает пленочный режим кипения для несмачивающих стенку жидкостей?
17. Что такое теплообменный аппарат?

Ответы на контрольные вопросы:

1. **Равновесный термодинамический процесс** представляет собой непрерывную последовательность равновесных состояний.

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

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

4. Процессы, происходящие при бесконечно малых разностях давлений и температур, **называются равновесными**.

5. Математически в термодинамике энтропия выражается

$$\frac{dQ}{T} = dS$$

6.

$$Z = pV_{\mu} / RT$$

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

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

9. От газов вышедших из камеры сгорания он нагревается.

10. Цикл с необратимыми потерями.

11. Коэффициент теплопроводности λ (иногда называемый просто теплопроводностью) – физический параметр вещества, характеризующий его способность проводить теплоту.

12.

$$c \cdot \rho \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v$$

13.

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}$$

14. Подобные процессы должны быть качественно одинаковыми, то есть иметь одинаковую физическую природу и описываться одинаковыми дифференциальными уравнениями.

15.

$$\overline{Nu}_{fl} = \frac{\alpha_x \cdot l}{\lambda_f} = 0,66 \cdot Re_{fl}^{0,5} \cdot Pr_f^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}$$

16. Для несмачивающих стенку жидкостей пленочный режим кипения D может наступать при малых перегревах, сразу после конвективного.

17. Теплообменный аппарат (ТА), или теплообменник, – это устройство, предназначенное для передачи теплоты от одного теплоносителя к другому.

Список использованных источников

1. Бармасов, А.В. Курс общей физики для природопользователей. Молекулярная физика и термодинамика: учеб. пособие / А.В. Бармасов, В.Е. Холмогоров / под ред. А.П. Бобровского. – СПб.: БХВ-Петербург, 2013. – 499 с., ил. (Учебная литература для вузов) – ISBN 978-5-94157-731-6 <http://znanium.com/bookread2.php.book=349974>.
2. Филин, В.М. Гидравлика, пневматика и термодинамика: курс лекций / под ред. В.М. Филина. – М.: ИД ФОРУМ: НИЦ Инфра-М, 2013. – 320 с. (Профессиональное образование) – ISBN 978-5-8199-0358-2 <http://znanium.com/bookread2.php.book=372195>.
3. Кузнецов, С.И. Физика. Механика. Механические колебания и волны. Молекулярная физика. Термодинамика: учебное пособие / С.И. Кузнецов. – 4-е изд., испр. и доп. – М.: Вузовский учебник: НИЦ ИНФРА-М, 2016. – 248 с. (Профессиональное образование) – ISBN 978-5-9558-0317-3 <http://znanium.com/bookread2.php.book=412940>.
4. Ташлыкова-Бушкевич, И.И. Физика. Ч. 1. Механика. Молекулярная физика и термодинамика. Электричество и магнетизм [Электронный ресурс]: в 2 ч.: учебник / И.И. Ташлыкова-Бушкевич. – 2-е изд., испр. – Минск: Вышэйшая школа, 2014. – 303 с.: ил. – ISBN 978-985-06-2505-2. <http://znanium.com/bookread2.php?book=509708>
5. Борщевский, А.Я. Физическая химия. Том 2. Статистическая термодинамика: учебник / А.Я. Борщевский. М.: Инфра – М, 2017. – 383 с. + Доп. материалы [Электронный ресурс; Режим доступа <http://www.znanium.com>]. (Высшее образование: Бакалавриат) <http://znanium.com/bookread2.php?book=543170>
6. Дубровский, В.Г. Механика, термодинамика и молекулярная физика: сборник задач и примеры их решения / Дубровский В.Г., Харламов Г.В. – Новосибир.: НГТУ, 2014. – 176 с.: ISBN 978-5-7782-1410-1 <http://znanium.com/bookread2.php?book=546145>
7. Султанов, В.А. Термодинамика и теплопередача: методические указания к выполнению расчетных заданий по курсу / В.И. Круглов, В.А. Султанов, В.В. Вареник; под общ. ред. проф. Н.Ф. Кашапова. – Казань: Казан. ун-та, 2017. – 46 с.

Учебное издание

Султанов Вячеслав Андреевич

ГИДРАВЛИКА И ГИДРОМЕХАНИКА НЕФТИ ГАЗА

ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Учебное пособие

Подписано в печать 28.05.2020.

Бумага офсетная. Печать цифровая.

Формат 60x84 1/16. Гарнитура «Times New Roman». Усл. печ. л. 7,67.

Уч.-изд. л. 4,54. Тираж 100 экз. Заказ 42/5

Отпечатано в типографии Издательства Казанского университета

420008, г. Казань, ул. Профессора Нужи́на, 1/37

тел. (843) 233-73-59, 233-73-28