

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ОРЕНБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АГРАРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ДЛЯ ОБУЧАЮЩИХСЯ
ПО ОСВОЕНИЮ ДИСЦИПЛИНЫ**

Б1.Б.18 Теплотехника

Направление подготовки 35.03.06. Агроинженерия

Профиль образовательной программы «Электрооборудование и электротехнологии»

Форма обучения очная

СОДЕРЖАНИЕ

1. Конспект лекций

Лекция № 1	Введение. Основные понятия и определения. Параметры тел.....	4
Лекция №2	Газовые смеси.....	12
Лекция №3	Теплоемкость.....	17
Лекция №4	Первый закон термодинамики. Исследование термодинамических процессов.....	22
Лекция №5	Исследование политропического и адиабатического процессов.....	31
Лекция №6	Исследование изобарного, изохорического процессов.....	40
Лекция №7	Исследование изотермического процесса. Исследование групп политропных процессов.....	43
Лекция №8	Второй закон термодинамики.....	47
Лекция №9	Прямой и обратный циклы Карно. Свойства обратимых и необратимых циклов.....	52
Лекция №10	Исследование идеальных циклов двигателей внутреннего сгорания.....	55
Лекция №11	Исследование идеальных циклов двигателей внутреннего сгорания.....	58
Лекция №12	Циклы паросиловых установок.....	63
Лекция №13	Влияние параметров пара на эффективность использования тепла.....	67
Лекция №14	Влажный воздух.....	71
Лекция №15	Компрессоры.....	78
Лекция №16	Истечение и дросселирование газов и паров.....	83
Лекция №17	Циклы холодильных установок.....	86
Лекция №18	Холодильные и криогенные машины и установки.....	97

2. Методические указания по выполнению лабораторных работ

Лабораторная работа № ЛР-1,2	Определение коэффициента теплопроводности твердых тел методом цилиндрического слоя.....	106
Лабораторная работа № ЛР-3,4	Определение коэффициента теплопроводности стали методом регулярного режима.....	110
Лабораторная работа № ЛР-5,6	Определение коэффициента теплоотдачи при свободной конвекции воздуха на обогреваемом цилиндре.....	115
Лабораторная работа № ЛР-7,8	Определение коэффициента теплопередачи при вынужденном течении жидкости в трубе в условиях свободной конвекции.....	120
Лабораторная работа № ЛР-9,10	Исследование теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкости.....	125
Лабораторная работа № ЛР-11,12	Изучение теплообмена излучением.....	128
Лабораторная работа № ЛР-13,14	Определение коэффициента теплопередачи через стенку рекуперативного теплообменного аппарата.	131
Лабораторная работа № ЛР-15,16	Расчет рекуперативного теплообменного аппарата гладкотрубчатого типа.....	137
Лабораторная работа № ЛР-17,18	Изучение конструкции котельной установки.....	143

3. Методические указания по проведению практических занятий

Практическое занятие ПЗ-1	Параметры состояния термодинамической системы.....	157
Практическое занятие ПЗ-2	Уравнение состояния рабочего тела.....	162

Практическое занятие ПЗ-3	Теплоемкость, внутренняя энергия и энтальпия рабочего тела. Смеси рабочих тел.....	166
Практическое занятие ПЗ-4	Первый закон термодинамики.....	173
Практическое занятие ПЗ-5	Второй закон термодинамики.....	182
Практическое занятие ПЗ-6	Дифференциальные уравнения термодинамики. Фазовые переходы.....	186
Практическое занятие ПЗ-7	Термодинамические процессы в рабочих телах. Расчет термодинамических процессов реальных газов с помощью диаграмм.....	193
Практическое занятие ПЗ-8	Влажный воздух.....	194
Практическое занятие ПЗ-9	Истечение и дросселирование рабочих тел....	199

1. КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

1. 1 Лекция №1(2 часа).

Тема: «Введение. Основные понятия и определения. Параметры тел.».

1.1.1 Вопросы лекции:

1. Предмет и метод термодинамики.
2. Виды энергии и способы передачи энергии.
3. Понятие термодинамической системы и окружающей среды.
4. Состояние термодинамической системы, параметры состояния.
5. Уравнения состояния и термодинамические параметры.

1.1.2 Краткое содержание вопросов:

1. Предмет и метод термодинамики

Термодинамика изучает закономерности превращения энергии в различных процессах и связанное с этим изменение состояния физических тел. Термодинамику разделяют на три части: общую термодинамику, химическую термодинамику и техническую термодинамику.

В технической термодинамике в основном рассматриваются явления, сопровождающие обмен энергией в тепловой и механической формах. Она устанавливает взаимосвязь между тепловыми и механическими процессами, которые совершаются в тепловых и холодильных машинах, изучает процессы, происходящие в газах и парах, а также свойства этих тел при различных физических условиях.

Термодинамика опирается на специфический метод описания изучаемых явлений, особенности которого заключаются в следующем.

Термодинамический метод построен на нескольких *объективных законах природы*, полученных в результате обобщения большого количества опытных данных, которые также получили название *начал термодинамики*.

Первый закон термодинамики вытекает из всеобщего закона сохранения и превращения энергии, выраженного в специальных термодинамических понятиях, и позволяет составлять баланс энергии в термодинамических процессах.

Второй закон термодинамики устанавливает условия для взаимного превращения работы и теплоты, а также указывает определенную направленность изменений, возникающих во всех реальных процессах обмена энергией.

Третий закон термодинамики объясняет поведение веществ при температуре, стремящейся к абсолютному нулю.

В отличие от многих областей физики термодинамика не оперирует какими-либо моделями строения вещества и вообще не связана с представлением о микроструктуре вещества. Для описания процессов обмена энергией и свойств различных тел в термодинамике используются физические понятия и величины, характеризующие итоговые результаты действия огромного числа микрочастиц вещества и могут быть непосредственно измерены, или вычислены по термодинамическим соотношениям с использованием измеренных величин. Такие величины называются *феноменологическими* или *термодинамическими*. Термодинамическими величинами, например, являются температура, давление, плотность.

Преимущество термодинамического подхода состоит в том, что справедливость термодинамических соотношений и выводов не нарушается, когда в ходе развития физики непрерывно углубляются или даже в корне изменяются представления о строении вещества. Недостаток этого метода заключается в том, что для его применения требуется знание физических свойств конкретных рабочих тел, которые не могут быть определены методами термодинамики и требуют экспериментального исследования. Но если известны некоторые данные о свойствах веществ или систем, то термодинамический метод позволяет получить интересные и важные выводы.

Кроме термодинамического метода иногда используется и другой метод исследований, получивший название *статистический*, широко распространенный в других областях физики. В статистической термодинамике свойства макроскопических тел вычисляются исходя из модельных представлений о строении вещества. Поведение элементарных частиц описывается методами классической либо квантовой механики, а макроскопические свойства получают статистическим усреднением действия всех частиц, составляющих тело. Точность определения величин, характеризующих макроскопические свойства изучаемого тела, в статистической термодинамике зависит от совершенства используемой физической модели строения вещества. Поэтому результаты статистической термодинамики также требуют экспериментального подтверждения.

Статистический метод исследований обладает преимуществом перед феноменологическим при описании свойств веществ при предельно низких или максимально высоких температурах и давлениях, когда непосредственное измерение термодинамических величин становится весьма трудным и неточным. Таким образом, термодинамика и статистическая физика как науки о свойствах вещества и энергии взаимно дополняют друг друга.

2. Виды энергии и способы передачи энергии

Энергия является мерой различного вида материального движения в процессах взаимного превращения одних форм движения в другие. Под движением понимается способность материи к изменению.

Существуют различные формы движения: механическая, тепловая, электрическая, химическая, магнитная и др. Установлено, что передача движения от одних тел к другим может происходить как без изменения, так и с изменением формы движения. В первом случае уменьшение движения некоторой формы в одном теле сопровождается таким же увеличением движения той же формы в другом (принцип сохранения движения). Во втором случае уменьшение движения некоторой формы в одном теле приводит к увеличению в другом теле движения иной формы (принцип превращения движения). Причем наблюдается количественная эквивалентность взаимно превращающихся форм движения, что послужило основанием для введения единой, общей для всех форм движения меры – энергии.

Итак, *энергия* – это общая количественная мера для всех форм движения материи, способных превращаться одна в другую.

Для характеристики вида движения используется понятие *вида энергии* (кинетическая, гравитационная, электрическая и др.). При превращении одной формы движения в другую, соответственно происходит трансформация одного вида энергии в другой, но при этом энергия как общая мера любых форм движения остается неизменной, она не создаваема и неуничтожима.

Установление количественной эквивалентности разных форм движения материи при взаимных превращениях привело к открытию закона сохранения энергии.

Кроме понятия *вид энергии* существует еще понятие *форма обмена энергией* или *способ передачи энергии*.

Передача энергии от одних тел к другим происходит в результате *взаимодействия* этих тел. Выделяют четыре фундаментальных вида взаимодействия: электрическое, гравитационное, ядерное и слабое. Установлено, что наблюдаемые формы движения материи и соответствующие виды энергии, являются проявлением на макроскопическом уровне, тех взаимодействий, которые происходят на микроскопическом уровне. А на микроскопическом уровне проявляется лишь один вид взаимодействия – электрическое.

Большое разнообразие макроскопических проявлений одного фундаментального микроскопического взаимодействия приводит и к большим различиям в изменениях, наблюдаемых в телах при различных способах передачи энергии. Однако установлено,

что все виды термодинамических взаимодействий, то есть все формы обмена энергией, сводятся к двум принципиально различным способам: *совершение работы* и *теплообмен*.

Работой называется такой способ (форма) передачи энергии, при котором осуществляется макроскопическое, упорядоченное, направленное движение. Количество передаваемой при этом энергии называется *работой процесса* или просто *работой*.

Наиболее наглядным видом работы является *механическая работа*, которую совершает механическая сила при перемещении в пространстве макроскопического тела или некоторой части тела. Кроме того, существуют различные виды немеханических работ: электрическая, магнитная и др.

Общим для всех видов работ свойством является принципиальная возможность их полного количественного преобразования друг в друга, то есть при передаче энергии от одной части тела другой в форме работы энергия одного вида может полностью трансформироваться в энергию другого вида.

Теплообменом называется такой способ передачи энергии, при котором осуществляется обмен хаотическим, ненаправленным движением микрочастиц. Количество передаваемой при этом энергии называется *количеством теплоты* или *теплотой*.

Для осуществления теплообмена между телами должен существовать так называемый тепловой контакт, который может быть обеспечен либо непосредственным соприкосновением тел, либо переносом энергии беспорядочных электромагнитных колебаний. В обоих случаях тела должны иметь различную температуру.

Если не требуется указывать способ передачи энергии, то количество энергии, передаваемое от одного тела к другому тем или иным способом, называется *количеством внешнего воздействия*.

3. Понятие термодинамической системы и окружающей среды

При термодинамическом изучении какого-либо явления в качестве объекта исследования выделяется группа тел или даже отдельные его части, которые представляют собой термодинамическую систему.

Термодинамической системой называется совокупность макроскопических тел, взаимодействующих между собой и окружающей (внешней) средой, то есть обменивающихся энергией и веществом.

Очень часто объектом изучения в технической термодинамике является частный случай термодинамической системы – *рабочее тело*, (вещество, выполняющее главную функцию в тепловой машине). В качестве рабочего тела может выступать водяной пар, продукты сгорания топлива, сжатый газ и т.п.

Тела, не входящие в состав изучаемой термодинамической системы, относятся к *окружающей среде*. Граница между термодинамической системой и окружающей средой называется *контрольной поверхностью*. Контрольная поверхность это условное понятие и очень часто она не совпадает с физической поверхностью. Именно на контрольной поверхности происходит взаимодействие термодинамической системы и окружающей среды, которое состоит в обмене энергией или веществом.

Конкретный способ передачи энергии называется *родом взаимодействия*, а количество различающихся между собой родов взаимодействия, к которым по своей физической структуре способна данная система, – числом термодинамических *степеней свободы* системы.

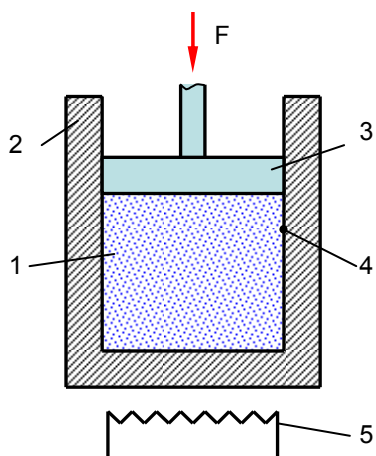


Рис. 1.1. Термодинамическая система с двумя степенями свободы.

1 – рабочее тело; 2 – цилиндр; 3 – поршень; 4 – контрольная поверхность; 5 – нагреватель

стапень свободы. Во-вторых, энергию газа можно изменить путем теплообмена, например, при подводе теплоты от нагревателя 5 через стенку цилиндра 2, – это тепловая, или *термическая*, степень свободы.

Системы, обладающие двумя степенями свободы (термической и деформационной), называются *простыми* или *термодеоформационными*.

Кроме того, характер взаимодействия между термодинамической системой и окружающей средой зависит от свойств контрольной поверхности. Система может быть открытой, закрытой и изолированной.

Система называется *открытой* в том случае, если при взаимодействии через контрольную поверхность переходят как энергия, так и вещество. Частным случаем открытой системы является *проточная система*, когда на одних участках контрольной поверхности вещество входит в систему, а на других – выходит из нее.

Система называется *закрытой* (замкнутой), если контрольная поверхность непроницаемая для вещества, то есть между системой и средой отсутствует обмен массой, но имеется возможность обмена энергией. Примером закрытой системы является рассмотренный газ, заключенный в цилиндре с поршнем (рис. 1.1).

Термодинамическая система называется *изолированной*, если контрольную поверхность не могут пересекать ни потоки вещества, ни потоки энергии.

Практически можно осуществить только деформационную изоляцию газа, поместив его в жесткий цилиндр с закрепленным поршнем. Идеальной теплоизоляции не существует, хотя есть способы создания весьма совершенной тепловой изоляции. Поэтому понятие изолированной термодинамической системы, является научной абстракцией.

Системы, имеющие только одну деформационную степень свободы, и не обменивающиеся с окружающей средой теплотой, называются *адиабатными*.

4. Состояние термодинамической системы, параметры состояния

При изучении механических систем вводятся такие понятия как: состояние движения или состояние покоя, т.е. свойства механической системы описываются по положению рассматриваемого тела относительно выбранной системы координат. Если хотя бы одна из трех координат с течением времени изменяется, то говорят, что тело движется, в противном случае – тело находится в состоянии покоя.

При изучении тепловых явлений тело в большинстве случаев находится в неподвижном состоянии. Поэтому, с помощью координатного метода, который применяется с успехом в механике, свойства тела (системы) не описать. Для описания свойств таких тел нужны какие-то другие координаты, которые обычно называются

Рассмотрим газ 1, заключенный в цилиндре 2 с поршнем 3 (рис. 1.1). Термодинамическая система представляет собой рабочее тело, то есть газ 1. К окружающей среде относятся цилиндр 2, поршень 3 и все что находится за их пределами. Контрольная поверхность совпадает с внутренними поверхностями поршня и цилиндра.

Рассматриваемая система способна к двум родам взаимодействия, то есть имеет две степени свободы. Во-первых, энергию газа можно изменить посредством совершения механической работы, вдвигая или выдвигая поршень 3, – это механическая, или *деформационная*

параметрами. Наиболее наглядным примером в этом плане может служить сам человек. Так, чтобы охарактеризовать состояние человека достаточно определить температуру его тела и артериальное давление. Сравнив реальные значения этих параметров с нормальными с точки зрения медицины, врач может сделать заключение о состоянии человека: болен он или здоров. Для уточнения состояния человека проводится детальное обследование, в ходе которого могут дополнительно определяться еще десяток параметров, характеризующих состояние человека.

Аналогично, существует совокупность физических величин, которые характеризуют *состояние термодинамической системы*, и называются *термодинамическими параметрами состояния системы*. Термодинамические параметры состояния позволяют количественно описать состояние термодинамической системы. Каждому состоянию системы соответствуют определенные значения термодинамических параметров. Следовательно, зная значения термодинамических параметров, можно достоверно определить состояние термодинамической системы в данный момент времени.

Термодинамические параметры состояния изменяются при взаимодействии термодинамической системы с окружающей средой.

Физические величины, применяемые в термодинамике, по ряду признаков делят на следующие группы: интенсивные и экстенсивные, калорические и термические.

Интенсивными называются такие параметры состояния, значения которых не изменяются, если рассматривать какую-либо часть системы, отделив ее (мысленно) от системы. Примерами интенсивных величин являются температура и давление.

Экстенсивными или *аддитивными* (суммируемыми) называются величины, значения которых пропорциональны количеству вещества, находящемуся в данной части системы или во всей системе. Если система рассматривается состоящей из отдельных частей, то значение экстенсивной величины для системы равно сумме значений этой величины для всех частей. Экстенсивными величинами являются объем, внутренняя энергия, количество теплоты, энтропия и др.

Если термодинамическая система физически однородна во всех своих частях, то удобно все расчеты проводить для некоторой единичной части этой системы. В зависимости от того, какие единицы используют для выделения такой единичной части, различают:

- *удельные* величины, отнесенные к 1 кг вещества;
- *объемные* величины, отнесенные к 1 м³ вещества;
- *молярные* величины, отнесенные к 1 моль вещества.

Будучи отнесены к единичной части системы, экстенсивные величины перестают зависеть от размеров системы, и приобретают свойства интенсивных величин.

Калорическими называются термодинамические величины, выражаемые в единицах энергии. Такими величинами являются сама энергия, количество теплоты, количество работы, энтропия и др.

Термическими называются величины, физический смысл которых не связан непосредственно с понятием энергии и которые выражаются через температуру, силы, размеры и т.п. Такими величинами являются, например, температура, давление и др.

Кроме того, различают понятия «параметр состояния» и «функция состояния». К параметрам состояния относятся те величины, которые имеют простую физическую природу и могут быть непосредственно измерены (температура, давление, плотность вещества). Функции состояния имеют более сложную природу, они недоступны для прямого измерения, и могут быть выражены через параметры состояния, с помощью соответствующих функциональных зависимостей.

Итак, если ограничиться рассмотрением простейших термодинамических систем (например, газов), то в качестве термодинамических параметров системы можно выделить следующие физические величины:

- термодинамическую температуру T ,

- абсолютное давление p ,
- объем V .

Как известно, чтобы знать положение тела в пространстве, достаточно указать три его координаты. Аналогично, чтобы знать состояние термодинамической системы, достаточно указать три его основных параметра. Если численное значение хотя бы одного из параметров изменяется, то и состояние системы также изменяется.

Огромную роль в термодинамике играет понятие равновесного состояния системы, так как только равновесные состояния термодинамических систем и их изменения могут быть количественно описаны методами классической термодинамики.

Равновесным термодинамическим состоянием называется такое состояние тела, которое не изменяется во времени без внешнего энергетического воздействия и когда внутри самой системы отсутствуют потоки теплоты и вещества.

Рассмотрим понятие равновесия на конкретном примере. Пусть в цилиндре с подвижным поршнем находится газ. Переместим мгновенно поршень в сторону уменьшения объема и остановим его. Наш опыт позволяет отметить, что давление в цилиндре резко возрастает. Да, это так. Но если бы мы наблюдали за состоянием газа в цилиндре через бесконечно малые промежутки времени, то мы бы установили, что давление возросло в первую очередь возле стенки самого поршня (возникла волна возмущения), а затем оно начало выравниваться по всему объему газа. Такое состояние системы, когда в ее разных частях давление различно и на систему нет внешнего возмущающего энергетического воздействия, называется *неравновесным*. Однако в течение очень короткого промежутка времени система приходит в равновесное состояние, когда в ее различных местах давление становится одинаковым.

Неравновесным термодинамическим состоянием называется такое состояние изолированной системы, при котором интенсивные параметры системы имеют различные значения в ее различных частях, вследствие чего в ней протекают процессы, направленные на выравнивание значений этих параметров во всех точках системы и на установление равновесного состояния.

Если на систему нет внешнего энергетического воздействия, то в течение некоторого промежутка времени она приходит в равновесное термодинамическое состояние (давление, температура газа выравниваются по всему объему). Это промежуток времени, называемый *временем релаксации*, зависит от природы тела, характера взаимодействия частиц в системе и исходного неравновесного состояния. После истечения времени релаксации параметры изолированной системы принимают постоянные значения во всех частях системы и в дальнейшем не изменяются.

Таким образом, условием равновесного состояния является равномерное распределение по системе тех физических величин, различие в которых является причиной обмена энергией. Например, для равновесия термодинамической системы во всех ее точках должны быть одинаковыми температура и давление.

Если система изолирована от внешних воздействий, то равновесие системы сохраняется неизменным неограниченно долго, то есть система, находящаяся в равновесном состоянии, не может самопроизвольно выйти из этого состояния.

Температурой называется скалярная физическая величина, характеризующая интенсивность теплового движения молекул и пропорциональная средней кинетической энергии поступательного движения молекул.

В зависимости от применяемой температурной шкалы температура имеет следующие специальные обозначения:

- K – градусы по шкале Кельвина;
- °C – градусы по шкале Цельсия;
- °R – градусы по шкале Рэнкина;
- °F – градусы по шкале Фаренгейта.

Все шкалы равноправны, но в современной термодинамике предпочтительной является абсолютная температурная шкала Кельвина. Поэтому во всех термодинамических соотношениях используется термодинамическая температура T . В технике иногда применяется *стоградусная шкала* – шкала Цельсия. Величина градуса в обеих шкалах одинакова, поэтому пересчет с одной шкалы в другую производится по формуле:

$$T = t + 273,15. \quad (1.1)$$

Абсолютное давление численно равно силе, действующей по направлению нормали на единицу площади поверхности тела. Единицей измерения давления служит Паскаль (Па) – давление, вызываемое силой 1 Н, равномерно распределенной по поверхности площадью 1 м² и нормальной к ней. Внесистемными единицами давления являются атмосфера и бар. Давление также может измеряться высотой столба жидкости, то есть в мм ртутного и водяного столба. Между единицами измерения существуют следующие соотношения:

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Н/м}^2 = 1,01972 \text{ кгс/см}^2 = 750,06 \text{ мм рт. ст.} = 10197 \text{ мм вод. ст.};$$

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2 = 735,6 \text{ мм рт. ст.} = 10.000 \text{ мм вод. ст.} = 98066 \text{ Н/м}^2.$$

Абсолютное давление складывается из двух составляющих атмосферного (барометрического) $p_{\text{бар}}$ и избыточного давлений $p_{\text{изб}}$:

$$p = p_{\text{бар}} + p_{\text{изб}}. \quad (1.2)$$

Атмосферное давление измеряется барометрами.

Избыточное давление может быть как положительным, так и отрицательным. Положительное избыточное давление в системе измеряется манометрами различной конструкции, поэтому положительное избыточное давление также называется манометрическим – $p_{\text{ман}}$. Отрицательное избыточное давление представляет собой вакуум в системе, который измеряется вакуумметрами, поэтому отрицательное избыточное давление называется вакуумметрическим – $p_{\text{вак}}$.

Таким образом, для определения абсолютного давления необходимо знать показания барометра и манометра или вакуумметра:

$$p > p_{\text{бар}}: p = p_{\text{бар}} + p_{\text{ман}}.$$

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

Объем V системы выражается в м³. Очень часто в термодинамических соотношениях применяется *удельный объем* вещества, представляющий собой объем, занимаемый единицей массы вещества:

$$\nu = \frac{V}{m}, \text{ м}^3/\text{кг}. \quad (1.3)$$

Иногда вместо удельного объема применяется обратная величина – плотность:

$$\rho = \frac{m}{V}, \text{ кг/м}^3. \quad (1.4)$$

5. Уравнения состояния и термодинамические процессы

Как правило, при взаимодействии какого-либо рода в системе одновременно изменяются значения нескольких параметров состояния. Однако опыт показывает, что среди параметров состояния всегда имеется один (и только один) такой параметр, изменение которого в равновесных процессах вызывается взаимодействием только одного определенного рода.

Параметры состояния, обязательно изменяющиеся при наличии взаимодействия данного рода и не изменяющиеся под влиянием взаимодействий иных родов, называются *координатами термодинамического состояния*. Если происходит изменение некоторой координаты состояния, то можно утверждать, что происходит обмен энергией в соответствующей форме.

Так, при деформационном взаимодействии необходимым и достаточным условием передачи энергии в форме работы является перемещение поршня, на который действует

сила давления газа. Перемещение поршня приводит к изменению объема рабочего тела в цилиндре.

Следовательно, координатой деформационного состояния однородного рабочего тела является его *объем*.

Координатой термического состояния рабочего тела является *энтропия*. Изменение энтропии свидетельствует о том, что изменение состояния термодинамической системы происходит в результате передачи энергии в форме теплоты.

Как известно, изменение равновесного состояния термодинамической системы возможно только в результате внешних воздействий, а воздействие каждого рода приводит к изменению значения одной из координат состояния. Значит, для определения состояния системы достаточно знать значения всех координат состояния, которые полностью и однозначно определяют данное равновесное состояние. Значение остальных параметров состояния определяются по значениям координат состояния, то есть каждый параметр равновесного состояния системы является однозначной функцией всех координат состояния.

Уравнения, представляющие зависимость параметров (функций) состояния равновесной системы от координат состояния, называются *уравнениями состояния* термодинамической системы.

Если обозначить произвольную функцию состояния системы через φ , а координаты состояния – через x_1, x_2, \dots, x_n (n – число координат состояния, то есть термодинамических степеней свободы), то уравнение состояния можно представить в виде:

$$\varphi = \varphi(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

Например, состояние однородной термодиформационной системы описывается уравнениями, содержащими две независимые переменные: координату деформационного состояния – удельный объем v , координату термического состояния – удельную энтропию s . Остальные параметры (функции) состояния, например, температура и давление связаны со значениями координат соответствующими уравнениями состояния в виде:

$$T = T(s, v); \quad p = p(s, v).$$

Температура и давление относятся к важной для термодинамического анализа группе величин, которая называется потенциалы термодинамических взаимодействий.

Потенциалом взаимодействия некоторого рода называется параметр состояния, различие значений которого между системой и окружающей средой на контрольной поверхности приводит к возникновению взаимодействия данного рода, то есть к передаче энергии в данной форме между системой и окружающей средой. Потенциалом для теплового взаимодействия является *термодинамическая температура*, а для деформационного механического взаимодействия – *давление*. Как правило, уравнения состояния содержат координаты и потенциалы термодинамической системы.

Представленные уравнения состояния для термодиформационной системы неудобны для практического применения, так как энтропия – неизмеряемая величина. Решая совместно эти уравнения, можно исключить энтропию, выразив ее через объем и температуру или через объем и давление. В результате получается *термическое уравнение состояния*, которое связывает давление, объем и температуру:

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

Уравнения состояния систем с двумя степенями свободы, являясь функциями с двумя независимыми переменными, позволяют построить некоторую поверхность, называемую *термодинамической поверхностью* или *поверхностью состояния*. Любое равновесное состояние системы изображается точкой, лежащей на этой поверхности. Если точка не лежит на поверхности состояния, то такое сочетание параметров состояния для данной системы невозможно.

Изменение состояния термодинамической системы в результате ее взаимодействия с окружающей средой называется *термодинамическим процессом*.

В результате осуществления термодинамического процесса происходит обмен энергией между системой и окружающей средой, который возможен лишь при наличии разности соответствующих потенциалов. А наличие разности потенциалов может привести к нарушению равновесия внутри термодинамической системы. Термодинамический процесс, протекающий с нарушением внутреннего равновесия в термодинамической системе, называется *неравновесным*.

Полное описание неравновесных процессов методами термодинамики невозможно вследствие неопределенности и чрезвычайно сложного характера изменений, происходящих при этом в системе. Поэтому для изучения принципиальных свойств систем при обмене энергией применяется идеализация реальных процессов и рассматриваются равновесные процессы.

Термодинамический процесс, протекающий с бесконечно малым отклонением состояния системы от равновесного состояния, называется *равновесным*.

При осуществлении равновесного процесса термодинамическая система проходит ряд бесконечно близких состояний, каждое из которых является равновесным. Каждое промежуточное состояние системы в процессе подчиняется уравнению состояния и изображается соответствующей точкой на термодинамической поверхности. Совокупность таких точек образует на поверхности состояний линию, которая называется *линией термодинамического процесса*.

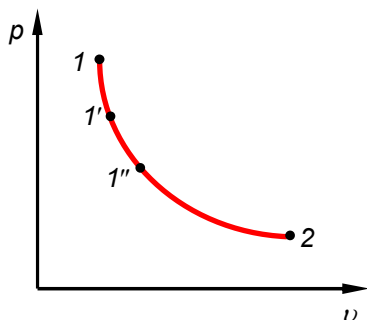


Рис. 1.2. Диаграмма состояния.

В термодинамике широко используются графические методы анализа процессов. При этом удобнее использовать не пространственные трехмерные изображения линий процессов, а их двумерные проекции на координатные плоскости. Координатные оси плоских диаграмм состояния соответствуют двум термодинамическим параметрам (рис. 1.2). Например, на p - v -диаграмме изображен какой-то равновесный процесс 1-2. Точки 1, 1', 1'' и т.д. изображают равновесные состояния термодинамической системы.

1. 2 Лекция №2(2 часа).

Тема: «Газовые смеси».

1.1.1 Вопросы лекции:

1. Состав газовой смеси.
2. Соотношение между массовыми и объемными долями.
3. Газовая постоянная смеси.
4. Парциальные давления.

1.2.2 Краткое содержание вопросов:

1. Состав газовой смеси.

Газовая смесь определяется составом и количеством каждого из компонентов, входящего в смесь, и может быть задана массовыми или объемными долями.

Массовая доля m_i определяется отношением массы i -го компонента газа к массе всего газа:

$$m_i = \frac{M_i}{M},$$

где M_i — масса i -го компонента, кг; M — масса всей смеси, кг.

Объемная доля r_i — это отношение объема i -го компонента, входящего в смесь, к объему всей смеси при условии, что объем каждого компонента отнесен к давлению и температуре смеси (приведенный объем):

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

где V_i — приведенный объем i -го компонента смеси газа, м^3 ; V — общий объем газовой смеси, м^3 .

Перевод массовых долей в объемные доли:

$$r_i = \frac{m_i / \mu_i}{\sum_{i=1}^n m_i / \mu_i},$$

где μ_i — масса киломоля i -го компонента смеси газа, кг. Перевод объемных долей в массовые доли:

$$m_i = \frac{r_i \mu_i}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i}.$$

Плотность смеси $\rho_{см}$, $\text{кг}/\text{м}^3$, определяется через объем

$$\rho_{см} = \sum_{i=1}^n r_i \rho_i;$$

или массовые доли:

$$\rho_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n m_i / \rho_i}.$$

$$v_{см} = \frac{1}{\rho_{см}}.$$

Удельный объем смеси $v_{см}$, $\text{м}^3/\text{кг}$ — величина, обратная плотности:

Кажущуюся молекулярную массу смеси можно получить из уравнений (1.15) и (1.16):

$$\mu_{см} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^n m_i / \mu_i}.$$

Газовую постоянную данной смеси $R_{см}$, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, можно выразить через газовые постоянные отдельных ее компонентов:

$$R_{см} = \sum_{i=1}^n m_i R_i$$

или через кажущуюся молекулярную массу смеси:

$$R_{см} = \frac{8314}{\mu_{см}} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i}.$$

Давление газовой смеси $P_{см}$, Па, по закону Дальтона равно сумме парциальных

$$P_{см} = \sum_{i=1}^n p_i,$$

давлений отдельных компонентов смеси:

где $P_{см}$ — давление газовой смеси, Па; p_i — парциальное давление (при объеме газовой смеси) отдельного компонента, Па.

Парциальное давление p_i отдельных компонентов газовой смеси определяется через их объемные доли:

$$p_i = P_{см} r_i$$

$$p_i = m_i \frac{r_i}{r_{см}} P_{см},$$

или через массовые доли:

Для того чтобы воспользоваться уравнением Менделеева-Клапейрона для смеси газов необходимо знать газовую постоянную $R_{см}$ и молярную массу (условную) смеси $\mu_{см}$. Для смеси, как для любого идеального газа, эти две величины связаны

соотношением $R_{CM}=8314/\mu_{CM}$ (Дж/(кг•К)). Чтобы рассчитать эти величины, необходимо знать состав смеси газов, т.е. какие газы и в какой пропорции входят в смесь.

Для смеси газов используется понятие мольных долей. Мольной долей называется отношение количества молей данного газа M_i к общему количеству молей всех газов смеси M_{CM} .

Количество молей определяется делением массы газа на его молярную массу:

Воспользовавшись уравнением Менделеева – Клапейрона для парциального и полного объемов смеси газов и введя в него количество молей

Получим еще одно расчетное выражение для мольной доли:

Равенство объемных и мольных долей для смеси газов можно получить и из закона Авогадро, в соответствии с которым объемы молей всех идеальных газов при одинаковых параметрах одинаковы, т.е. число молей при одинаковых параметрах идеальных газов прямо пропорционально полным объемам этих газов: $V_{\mu i}=V_i/M_i=V_{CM}/M_{CM}=V_{\mu CM}$.

Существует взаимосвязь массовых и объемных долей смеси. Ее несложно получить, выразив массы газов через произведение их объемов на плотности, а отношение плотностей при одинаковых параметрах, в соответствии с законом Авогадро, заменив отношением молярных масс.

2. Соотношение между массовыми и объемными долями.

Газовой смесью понимается смесь отдельных газов, не вступающих между собой ни в какие химические реакции. Каждый газ (компонент) в смеси независимо от других газов полностью сохраняет все свои свойства и ведет себя так, как если бы он один занимал весь объем смеси.

Парциальное давление – это давление, которое имел бы каждый газ, входящий в состав смеси, если бы этот газ находился один в том же количестве, в том же объеме и при той же температуре, что и в смеси.

Газовая смесь подчиняется закону Дальтона:

Общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов, составляющих смесь. $P = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n = \sum P_i$, (2.14) где $P_1, P_2, P_3 \dots P_n$ – парциальные давления.

Состав смеси задается объемными, массовыми и мольными долями, которые определяются соответственно по следующим формулам: $r_1 = V_1 / V_{CM}$; $r_2 = V_2 / V_{CM}$; ... $r_n = V_n / V_{CM}$, (2.15)

$$g_1 = m_1 / m_{CM}; g_2 = m_2 / m_{CM}; \dots g_n = m_n / m_{CM}, (2.16)$$

$r_1' = v_1 / v_{CM}$; $r_2' = v_2 / v_{CM}$; ... $r_n' = v_n / v_{CM}$, (2.17) где $V_1; V_2; \dots V_n; V_{CM}$ – объемы компонентов и смеси;

$m_1; m_2; \dots m_n; m_{CM}$ – массы компонентов и смеси;

$v_1; v_2; \dots v_n; v_{CM}$ – количество вещества (киломолей)

компонентов и смеси.

Для идеального газа по закону Дальтона: $r_1 = r_1'; r_2 = r_2'; \dots r_n = r_n'$. (2.18) Так как $V_1 + V_2 + \dots + V_n = V_{CM}$ и $m_1 + m_2 + \dots + m_n = m_{CM}$, то $r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1$, (2.19)

$g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1$. (2.20) Связь между объемными и массовыми долями следующее: $g_1 = r_1 \cdot \mu_1 / \mu_{CM}$; $g_2 = r_2 \cdot \mu_2 / \mu_{CM}$; ... $g_n = r_n \cdot \mu_n / \mu_{CM}$, (2.21) где: $\mu_1, \mu_2, \dots \mu_n, \mu_{CM}$ – молекулярные массы компонентов и смеси.

Молекулярная масса смеси: $\mu_{CM} = \mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \dots + \mu_n r_n$. (2.22) Газовая постоянная смеси: $R_{CM} = g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_n R_n =$

$$= R_{\mu} (g_1/\mu_1 + g_2/\mu_2 + \dots + g_n/\mu_n) =$$

$$= 1 / (r_1/R_1 + r_2/R_2 + \dots + r_n/R_n) . \quad (2.23) \text{Удельные массовые теплоемкости смеси:}$$

$$c_{m.} = g_1 c_{p1} + g_2 c_{p2} + \dots + g_n c_{pn} . \quad (2.24)$$

$$c_{v.} = g_1 c_{v1} + g_2 c_{v2} + \dots + g_n c_{vn} . \quad (2.25) \text{Удельные молярные (молекулярные)}$$

теплоемкости смеси:

$$c_{pm.} = r_1 c_{pm1} + r_2 c_{pm2} + \dots + r_n c_{pmn} . \quad (2.26)$$

$$c_{vm.} = r_1 c_{vm1} + r_2 c_{vm2} + \dots + r_n c_{vmn} . \quad (2.27)$$

3. Газовая постоянная смеси.

Используя обычное выражение газовой постоянной для смеси газов, получим. Поскольку значение газовой постоянной компонента смеси может быть определено по его молярной массе, т. е. $R_i = 8314/M_i$, то выражение (3.14) принимает вид

При первом способе смешения объем газовой смеси равен сумме объемов газа, из которых состоит смесь. Пусть, например, имеются два резервуара (рис. 3-23), в каждом из которых заключен какой-нибудь газ. Если эти резервуары соединены трубопроводом, на котором установлена задвижка, то через некоторый промежуток времени после открытия ее вследствие теплового движения молекул образуется равномерно распределенная по всему объему смесь при этом предполагается, что смешиваемые газы не могут вступать в химическое взаимодействие. Состав полученной смеси нетрудно определить, если найти количества газов, взятые для смешения. По известному составу можно найти молекулярную массу, газовую постоянную, теплоемкость смеси, объемный состав ее. [с.146]

$O_{см} / c_{м} = O_1 / c_1 + O_2 / c_2 + \dots + O_n / c_n$, откуда получаем значение газовой постоянной газовой смеси .

Т. е. газовая постоянная газовой смеси равна сумме произведений весовой доли каждого составляющего газа на его газовую постоянную.

R_i — газовая постоянная i -го компонента к, R — отношение теплоемкостей и газовая постоянная газовой смеси рабочего тела

Удельная газовая постоянная паровоздушной смеси $K_{см}$ и величина γ

R_i — газовые постоянные компонентов смеси.

С помощью этого определения можно получить выражение для $R_{см}$ через газовые постоянные компонентов смеси. Теперь мы рассмотрим

Газовая постоянная сухого воздуха $R_{сух} = 29,27$, а газовая постоянная паровоздушной смеси, как выводится в курсе термодинамики, равна.

Газовая постоянная R смеси проще всего определяется из уравнения .

В цилиндре действительного двигателя уменьшение давления выхлопа характеризуется линией 4—1 (см. фиг. 8. 1), количество газа в этом процессе все время убывает. Следовательно, так как продукты горения в горючую смесь не обращаются, то цикл разомкнут между точками 4 и 1. Процесс между этими точками заменен на диаграммах (фиг. 8. 2 и 8. 3) изохорным процессом с отводом от рабочего агента тепла в холодильник, причем количество рабочего агента принимается за постоянное и неизменное по составу во всех процессах цикла. Такая замена возможна в обеих диаграммах потому, что газовые постоянные горючей смеси и продуктов горения по величине незначительно отличаются одна от другой, работа каждого процесса 1—2 как на фиг. 8. 1, так и на фиг. 8.2 равна нулю и действительное количество тепла q_{12} , отдаваемое продуктами сгорания воздуху при переходе от состояния 4 к состоянию 1 (см. фиг. 8. 1), равно количеству тепла q_{12} , отнимаемому от рабочего агента при изохорном переходе от состояния 4 к состоянию 1 (фиг. 8.3), т. е. $q_{12} = q_{12}$. [с.160]

Введенное на основе формальных соображений в уравнение (51) число $V_{см}$ можно назвать газовой постоянно 11 смеси. Так как .

Смесь идеальных газов является тоже идеальным газом и подчиняется уравнениям Клапейрона и Клапейрона—Менделеева. Газовую постоянную для смеси газов можно найти, если известен состав смеси и газовые постоянные ее компонентов.

Пример 1-11. Определить газовую постоянную горючей смеси, состоящей из 1,3 м воздуха и 1 ж генераторного газа, если удельный вес последнего при 0° С и 760 м.н рт. ст. равен 1,2 кг м . Объемные содержания воздуха и газа .

4. Парциальные давления.

Парциальное давление одного идеального газа в смеси разных идеальных газов по определению равно давлению, которое будет оказываться, если он одиночку занимает тот же объём при той же температуре как и вся смесь. Идея теории состоит в том, что молекулы идеального газа настолько далеки одна от другой, что они не мешают друг другу. Реально существующие газы очень близко подходят к этому идеалу.

Закон Дальтона: общее давление смеси идеальных газов равно сумме парциальных давлений каждого газа в смеси.

Например, дана смесь идеального газа из азота (N₂), водорода (H₂) и гелия (He), тогда:

$$P_{\text{смеси}} = P_{\text{азота}} + P_{\text{водорода}} + P_{\text{гелия}}$$

где:

- $P_{\text{азота}}$ - парциальное давление азота
- $P_{\text{водорода}}$ - парциальное давление водорода
- $P_{\text{гелия}}$ - парциальное давление гелия

Молярная доля компонентов идеального газа в газовой смеси равна объёмной доле этого компонента в газовой смеси.

$$x_{\text{азота}} = V_{\text{азота при } P_{\text{смеси}}} / V_{\text{смеси}}$$

Молярная доля компонентов идеального газа в газовой смеси равна отношению его парциального давления к давлению смеси.

$$x_{\text{азота}} = P_{\text{азота}} / P_{\text{смеси}}$$

1. 3 Лекция №3 (2 часа).

Тема: «Теплоемкость».

1.3.1 Вопросы лекции:

1. Понятие о теплоемкости. Постоянная и переменная, средняя и истинная теплоемкости.

2. Теплоемкость смеси идеальных газов.

1.3.2 Краткое содержание вопросов:

1. Понятие о теплоемкости. Постоянная и переменная, средняя и истинная теплоемкости.

Для реальных газов теплоемкости c_v и c_p зависят от давления и температуры газа. Это обусловлено наличием сил межмолекулярного взаимодействия, изменением взаимного положения атомов в молекулах (молекулы двух и многоатомных газов не жесткие, присутствует колебательное движение атомов в молекуле) и неравномерным распределением внутренней энергии по степеням свободы в зависимости от изменения температуры и давления газа.

Зависимость теплоемкости газов от давления в большей степени проявляется в состоянии газов, близком к области насыщения, об этом будет сказано в разделе "Реальные газы и пары". Для газов, состояние которых далеко от области насыщения, зависимость теплоемкости от давления незначительна и при практических расчетах ею

пренебрегают. Зависимость от температуры очень существенна, ей пренебрегать при точных расчетах нельзя.

Аналитическое выражение этой зависимости весьма сложное и требует нахождения целого ряда экспериментальных констант для каждого газа. Практическое определение теплоемкостей c_v и c_p реальных газов ведется экспериментально. В соответствии с этим были введены понятия истинной и средней теплоемкости газа.

Истинная теплоемкость газа соответствует расчетному выражению

$$c_{t_1} = \left(\frac{dq}{dt} \right)_{\lim \Delta t \rightarrow 0} \quad (4.35)$$

Она определяется как частное от деления элементарной теплоты процесса на элементарное изменение его температуры относительно точки процесса с фиксированной температурой (рис.4.2). Для реальных газов каждому значению температуры процесса соответствует вполне определенное значение истинной теплоемкости.

Экспериментальная зависимость истинной теплоемкости процесса реального газа от температуры обычно представляется в виде степенного полинома графика (рис.4.2), или табличного численного материала.

$$c = a + b_1 t + b_2 t^2 + b_3 t^3 + \dots + b_n t^n \quad (4.36)$$

Определение теплоты с помощью истинной теплоемкости ведется интегрированием

$$q_{12} = \int_{t_1}^{t_2} c dt \quad (4.37)$$

Теплота q_{12} на рис.4.3 соответствует площади под процессом 12.

Средняя теплоемкость газа соответствует расчетному выражению

$$c_{m12} = \frac{q_{12}}{t_2 - t_1} \quad (4.38)$$

она определяется как теплота процесса, идущего в интервале температур t_1 и t_2 , деленная на разность этих температур (рис.4.3).

Средней теплоемкостью можно пользоваться только на данном интервале температур. Это очень неудобно, т.к. для практических расчетов необходимо в таблицах экспериментальных данных по средним теплоемкостям предусмотреть все возможные температурные интервалы. Выход из этой ситуации был найден введением средней теплоемкости, определенной от одинаковой начальной температуры. В качестве такой температуры приняли 0°C . Расчетное выражение средней теплоемкости, определенной от 0°C , имеет вид

$$c_{m0t} = \frac{q_{0t}}{t - 0} = \frac{q_{0t}}{t} \quad (4.39)$$

Используя эту теплоемкость, можно определить теплоту и среднюю теплоемкость в любом интервале температур процесса (рис.4.3). Площадь под процессом A1 соответствует теплоте $q_{01} = c_{m01} t_1$, а под процессом A2 - теплоте $q_{02} = c_{m02} t_2$, теплота процесса 12 определяется как разность этих площадей

$$q_{12} = q_{02} - q_{01} = c_{m02}t_2 - c_{m01}t_1 \quad (4.40)$$

Следовательно, средняя теплоемкость на интервале температур t_1 и t_2 будет определяться как

$$c_{m12} = \frac{c_{m02}t_2 - c_{m01}t_1}{t_2 - t_1} \quad (4.41)$$

В справочных таблицах свойств газов даются значения истинных теплоемкостей при конкретных температурах и средних теплоемкостей в интервале от 0°C до t .

Экспериментально проще определяются изобарные теплоемкости газов. Изохорные теплоемкости газов, подчиняющихся уравнению $Pv=RT$, рассчитывают по формуле Майера $c_v = c_p - R$. Удельные молярные и объемные теплоемкости реальных газов рассчитываются по их соотношениям с удельными массовыми теплоемкостями.

2. Теплоемкость смеси идеальных газов.

В тепловых двигателях (машинах) рабочим телом являются смеси различных газов. Если компоненты смеси не вступают в химические реакции между собой, и каждый компонент подчиняется уравнению состояния Клайперона, то такая смесь рассматривается как идеальный газ.

Для расчета смеси необходимо определить $\mu_{см}$ - среднемолярную массу и $R_{см}$ - удельную газовую постоянную смеси. Для их определения необходимо знать состав смеси, т. е. какие компоненты и в каких количествах образуют данную смесь, какие параметры имеет каждый компонент входящий в смесь.

Каждый компонент смеси ведет себя так, как если бы в смеси не было других газов, занимает весь располагаемый объем, в котором находится смесь, следует своему уравнению состояния и оказывает на стенки свое так называемое парциальное давление, при этом температура всех компонентов смеси одинакова и равна температуре смеси.

По закону Дальтона давление смеси P равно сумме парциальных давлений отдельных компонентов, входящих в смесь:

$$P = P_1 + P_2 + \dots + P_n = \sum_{i=1}^n P_i, \quad (1.20)$$

где n - число компонентов смеси.

По закону Амага - объем смеси V равен сумме парциальных объемов отдельных компонентов, входящих в смесь при температуре и под давлением смеси:

$$V = V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i, \quad (1.21)$$

где V_i - парциальный объем, м^3 ; V - объем смеси, м^3

Состав смеси задают объемными (молярными) или массовыми долями.

Объемная доля i -го компонента r_i - это отношение парциального объема

компонента к объему смеси, т. е. $r_i = \frac{V_i}{V}$, тогда сумма объемных долей компонентов

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

смеси равна 1, т. е. . Если значение r_i заданы в %, то их сумма = 100%.

Молярная доля i-го компонента n_i – это отношение числа киломолей компонента

N_i к числу киломолей смеси N , т. е. $n_i = \frac{N_i}{N}$, где $N_i = V_i / V_{\mu_i}$, $N = V / V_{\mu}$, т. е. число киломолей каждого компонента и смеси в целом равно отношению соответствующего на объем, занимаемый одним киломолем компонента V_{μ_i} и смеси в целом V_{μ} .

Учитывая, что идеальный газ при одинаковых условиях имеет одинаковый объем

киломоля, то после подстановки получаем: $n_i = \frac{V_i}{V} = r_i$, т. е. для идеальных газов молярные и объемные доли численно равны.

Массовая доля i-го компонента g_i - это отношение массы компонента M_i к массе смеси M : $g_i = \frac{M_i}{M}$, отсюда следует, что масса смеси равна сумме масс

компонентов $M = \sum_{i=1}^n M_i$, а так же сумма массовых долей компонентов равна 1 (или 100%).

Пересчет объемных долей в массовые и обратно производится на основе следующих соотношений:

$$M = \rho \cdot V = \frac{\mu \cdot V}{22.4}$$

где $\rho = \mu / 22,4$, кг/м³.

Откуда следует, что массовая доля i-го компонента определится из соотношения:

$$g_i = \frac{M_i}{M} = \frac{\rho_i V_i}{\rho_{см} V} = \frac{\rho_i r_i}{\rho_{см}} = \frac{\mu_i r_i}{\mu_{см}} = \frac{R_{см} r_i}{R_i},$$

где $\rho_{см}$ - плотность смеси, кг/м³, $r_i = V_i / V$ - объемная доля i-го компонента. В дальнейшем можно определить через объемные доли.

$$\mu_{см} = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i,$$

$$R_{см} = \frac{8314}{\mu_{см}} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i}$$

Плотность смеси для объемных долей определяется из соотношения

$$\rho_{см} \cdot V = \sum_{i=1}^n \rho_i \cdot V_i, \quad \rho_{см} = \sum_{i=1}^n \rho_i \cdot \frac{V_i}{V} = \sum_{i=1}^n \rho_i r_i, \quad (1.22)$$

а также

$$V_{см} = \frac{1}{\rho_{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \rho_i \cdot r_i} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{V_i}}.$$

Парциальное давление определяется по формулам:

$$P_i \cdot V_{см} = V_i \cdot P_{см} \text{ или } P_i = P_{см} \cdot r_i = P_{см} \cdot \frac{V_i}{V_{см}} \quad (1.23)$$

Уравнения состояния компонентов и смеси в целом имеют вид:

$$P_i \cdot V = M_i \cdot R_i \cdot T;$$

$$P \cdot V = M \cdot R_{см} \cdot T,$$

откуда после преобразований получаем для массовых долей

$$R_{гг} = \frac{\sum_1^n R_i \cdot g_i}{\sum_1^n R_i \cdot g_i}, \quad \mu_{гг} = \frac{8314}{\sum_1^n R_i \cdot g_i} \quad (1.24)$$

Плотность и удельный объем смеси для массовых долей:

$$\rho_{см} = \frac{1}{\sum_1^n \frac{g_i}{\rho_i}}; \quad V_{гг} = \sum_1^n \frac{g_i}{\rho_i} = \sum_1^n V_i \cdot g_i \quad (1.25)$$

Для расчета парциальных давлений используется формула:

$$P_i = P_{см} \frac{R_i \cdot g_i}{\sum_1^n R_i \cdot g_i} \quad (1.26)$$

Пересчет массовых долей в объемные выполняется по формуле:

$$r_i = \frac{\rho_{см}}{\frac{\rho_i}{g_i}} = \frac{\rho_i}{\sum_1^n \frac{g_i}{\rho_i}} = \frac{\mu_i}{\sum_1^n \frac{g_i}{\rho_i}} \quad (1.27)$$

При определении теплоемкости смеси газов исходят из положения о том, что для нагрева (охлаждения) газовой смеси необходимо нагреть (охладить) каждый из компонентов смеси

$$Q = MC_{см} \Delta t = \sum Q_i, \quad (1.27)$$

где $Q_i = M_i c_i \Delta t$ – теплота, затраченная на изменение температуры i -го компонента смеси, c_i – массовая теплоемкость i -го компонента смеси.

Теплоемкость смеси определяется из соотношения (если смесь задана массовыми долями

$$C_{p_{см}} = \sum_1^n C_{p_i} g_i, \quad \text{аналогично} \quad C_{v_{см}} = \sum_1^n C_{v_i} g_i \quad (1.28)$$

Молярная и объемная теплоемкости для смеси заданной объемными долями определяются

$$\mu C_{p_{см}} = \sum_1^n \mu C_{p_i} r_i; \quad C'_{p_{см}} = \sum_1^n C'_{p_i} r_i; \quad (1.29)$$

$$\mu C_{v_{см}} = \sum_1^n \mu C_{v_i} \tau_i ; \quad C'_{v_{см}} = \sum_1^n C'_{v_i} \tau_i$$

Методы расчета коэффициента теплоемкости смеси идеальных газов:

Методы расчета коэффициента теплоемкости индивидуального вещества в состоянии идеального газа приведены на странице: методы расчета коэффициента теплоемкости, по коэффициентам параметрической функции, хранящимся в базе данных на странице: коэффициент теплоемкости: идеальный газ.

Коэффициент теплоемкости смеси идеальных газов:

Коэффициент теплоемкости смеси идеальных газов является аддитивной суммой коэффициентов теплоемкости индивидуальных веществ с учетом концентраций этих веществ в смеси:

Выбор типа концентрации определяется формой задания коэффициентов теплоемкости индивидуальных веществ. Если удельные коэффициенты теплоемкости индивидуальных веществ определены на единицу массы, то $\tau_i = c_i$ - используется массовые концентрации. Для удельных коэффициентов теплоемкости индивидуальных веществ, приведенных к одному моллю $\tau_i = x_i$ - используется мольные концентрации. Формулы пересчета одних концентраций в другие приведены на странице: смеси идеальных газов

Обозначения

$C_{p,i}$ - коэффициент теплоемкости i-го компонента

$C_{p,mix}$ - коэффициент теплоемкости смеси

c_i - массовая концентрация i-го компонента

x_i - мольная концентрация i-го компонента

1. 4 Лекция №4(2 часа).

Тема: «Первый закон термодинамики. Исследование термодинамических процессов.»

1.4.1 Вопросы лекции:

1. Первый закон термодинамики как закон сохранения и превращения энергии.
2. Свойства работы как формы обмена энергией.
3. Свойства теплоты как формы обмена энергией.
4. Уравнение первого закона термодинамики для закрытых систем
5. Уравнение первого закона термодинамики для открытых систем

1.4.2 Краткое содержание вопросов:

1. Первый закон термодинамики как закон сохранения и превращения энергии

Термодинамический метод основан на использовании всеобщего закона сохранения энергии при ее превращениях, согласно которому: *энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных физических и химических процессах.* Другими словами, для любой изолированной системы энергия, заключенная в этой системе, сохраняется неизменной.

Энергетическое состояние термодинамической системы и уровень ее собственной энергии определяется такой величиной как *внутренняя энергия*. Внутренняя энергия тела складывается из поступательного и вращательного движений молекул, составляющих тело, энергии внутримолекулярных колебаний, внутриатомной и внутриядерной энергии.

В термодинамике в основном рассматриваются термодинамические системы взаимодействующие с окружающей средой, то есть не являющиеся изолированными. В этом случае изменение внутренней энергии ΔU системы определяют, изучая род

взаимодействия системы с окружающей средой. При этом важно, что характер изменений в термодинамической системе зависит не от свойств окружающих тел, а исключительно от способа передачи энергии, то есть от рода взаимодействия. Поэтому при составлении баланса энергии термодинамической системы алгебраически суммируются воздействия каждого рода, исходящие от всех тел окружающей среды. Если через Q_k обозначить количество воздействий k -го рода, то уравнение сохранения энергии можно представить в виде:

$$\Delta U = \sum_{k=1}^{k=n} Q_k,$$

где n – число родов взаимодействий, или число термодинамических степеней свободы системы.

Представленное уравнение является формой выражения *первого закона термодинамики* для произвольной термодинамической системы с многими степенями свободы, который может быть сформулирован так: *изменение внутренней энергии термодинамической системы равно алгебраической сумме внешних воздействий*.

При рассмотрении термодинамической системы таких внешних воздействий всего два: теплота и работа. Причем термическое воздействие, то есть количество подводимой теплоты Q , считается положительным в том случае, если теплота подводится от окружающей среды к термодинамической системе (рис. 2.1). А работа, наоборот, будет тогда положительной, когда система совершает работу над окружающей средой.

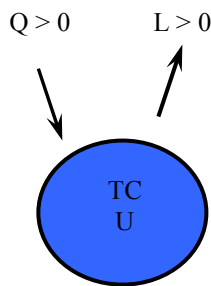


Рис. 2.1. Внешние воздействия на термодинамическую систему

В технической термодинамике отдельно рассматривается работа объемной деформации системы и работа, не связанная с объемной деформацией. Механическая работа, совершаемая при объемной деформации, называется *работой расширения* и обозначается L .

С учетом введенных обозначений и правила знаков уравнение первого закона термодинамики для термодинамической системы получит вид:

$$\Delta U = Q - L,$$

а первый закон следующую формулировку: *изменение внутренней энергии термодинамической системы равно разности между количеством теплоты и работы*.

Перепишав представленное выражение в форме:

$$Q = \Delta U + L,$$

можно получить еще одну формулировку первого закона термодинамики: *подводимая к термодинамической системе теплота затрачивается на изменение внутренней энергии системы и на совершение работы*.

Оба представленных выражения, определяют изменения в термодинамической системе, происшедшие в конечном термодинамическом процессе. В случае элементарного, бесконечно малого процесса теплота, работа и, следовательно, изменение внутренней энергии системы бесконечно малы. Тогда:

$$dU = dQ - dL \quad \text{или} \quad dQ = dU + dL.$$

Если масса системы неизменна и сама система представляет собой однородное рабочее тело, то уравнения первого закона термодинамики могут быть записаны в удельных величинах:

$$du = dq - dl \quad \text{или} \quad dq = du + dl.$$

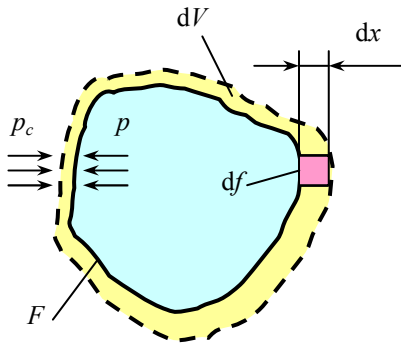
Кроме работы расширения термодинамическая система может совершать и другие виды работ. Любой вид работы, за исключением работы расширения обозначим символом

L^* . Тогда уравнения первого закона термодинамики для элементарного процесса запишутся в виде:

$$du = dq - dl - \sum dl^* \quad \text{или} \quad dq = du + dl + \sum dl^*.$$

2. Свойства работы как формы обмена энергией

Рассмотрим процесс подвода теплоты от какого-либо источника теплоты к некоторому газу, находящемуся под давлением p и заключенному в оболочку, способную деформироваться без сопротивления. Как известно, тела при нагревании расширяются. При бесконечно малом расширении газа оболочка (контрольная поверхность) системы смещается в сторону окружающей среды на бесконечно малое расстояние dx , которое может быть различным на разных участках поверхности (рис. 2.2).



При этом на каждом участке с элементарной площадью df поверхности F бесконечно малая сила $p df$ совершает над окружающей средой бесконечно малую работу $p df \cdot dx$. Для вычисления элементарной работы расширения dL , совершаемой всей термодинамической системой, необходимо просуммировать работу на каждом элементарном участке поверхности F , то есть необходимо вычислить интеграл по всей поверхности F :

$$dL = \int_F p df dx.$$

Рис. 2.2. Схема
объемной
деформации

Давление p можно вынести за знак интеграла, так как давление газообразных и жидких тел не зависит от ориентации площадки (закон Паскаля). Оставшийся интеграл представляет собой бесконечно малое приращение dV объема всей системы в результате деформации.

Следовательно, элементарная работа расширения физически однородной системы равна:

$$dL = p dV.$$

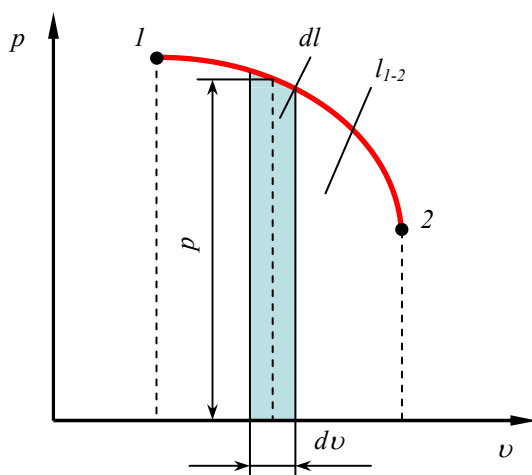
Разделив полученное выражение на массу m однородного рабочего тела, заключенного в объеме V , получим выражение для элементарной удельной работы расширения:

$$dl = p dv.$$

В конечном термодинамическом процессе давление в общем случае не остается постоянным, поэтому для вычисления работы процесса требуется интегрирование выражения для элементарной работы по всему процессу от начального состояния 1 до конечного состояния 2:

$$l_{1-2} = \int_1^2 dl = \int_1^2 p dv.$$

Для вычисления интеграла необходимо знать зависимость давления в системе от ее объема в данном термодинамическом процессе $p = p(v)$, которую также можно представить графически на p - v -диаграмме (рис. 2.3). Площадь заштрихованной фигуры



Знак элементарной работы dl определяется знаком dv , так как абсолютное давление есть всегда величина постоянная. При расширении системы $dv > 0$ (процесс 1-2), работа производится системой над окружающей средой и считается *положительной*. При сжатии системы $dv < 0$ (процесс 2-1), работа совершается окружающей средой над системой и считается *отрицательной*.

Важнейшим свойством работы как формы обмена энергией является зависимость количества работы от вида термодинамического процесса.

Рис. 2.3. Графическое определение работы определяется произведением $p dv$ и поэтому представляет собой элементарную работу расширения dl на элементарном участке процесса, а вся площадь под кривой 1-2 – полную работу процесса.

Для термодиформационных систем, обладающих двумя термодинамическими степенями свободы, вид уравнения процесса определяется не только деформационным воздействием, но и одновременно протекающим термическим воздействием, то есть теплообменом. Это выражается зависимостью давления от двух переменных – объема и, например, температуры, а действительная линия такого процесса представляет собой пространственную кривую в координатах p, v, T .

Поэтому, одно и то же конечное состояние системы может быть достигнуто в ходе различных термодинамических процессов, изображающихся различными пространственными линиями на поверхности состояний $F(p, v, T) = 0$.

Проекция этих линий на плоскость p - v – диаграммы различны (рис. 2.4), различны и уравнения процессов. В связи с этим различные термодинамические процессы при одинаковых начальном и конечном состояниях дают различные количества работы, которыми система в этих процессах обменивается с окружающей средой.

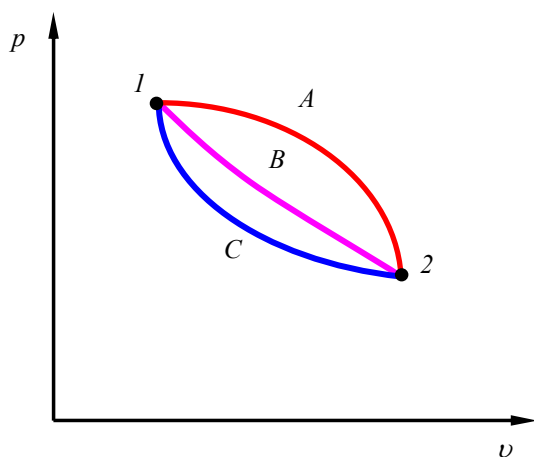


Рис. 2.4. Зависимость работы от вида термодинамического процесса

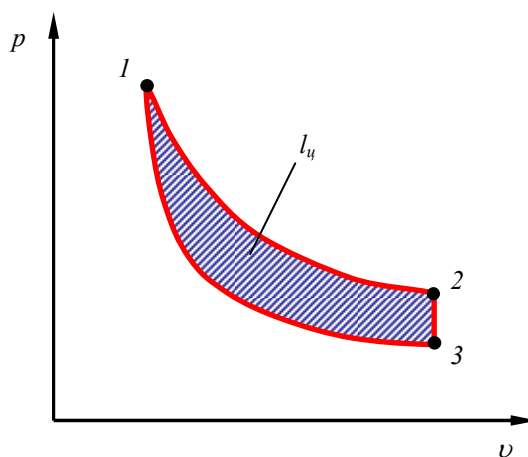


Рис. 2.5. Работа термодинамического цикла

Так, например, работа процесса A больше работы процесса B и тем более больше работы процесса C .

Таким образом, *работа термодинамического процесса не может быть вычислена по начальному и конечному состояниям системы, она зависит от вида термодинамического процесса, в результате которого система переходит из начального состояния в конечное.*

Зависимость работы от вида процесса приводит к ряду важных математических и физических следствий:

1. Элементарная работа не является полным дифференциалом некоторой функции, и интеграл по замкнутому контуру подинтегрального выражения в общем случае не равен нулю.

2. В замкнутом термодинамическом процессе (цикле) 1-2-3-1 (рис. 2.5) система получает от окружающей среды (или отдает ей) некоторое конечное количество энергии в форме работы цикла l_u , причем в состоянии системы никаких изменений не остается:

$$l_u = \oint dl = \oint p dV.$$

Графически указанная работа выражается площадью ограниченной замкнутой кривой 1-2-3-1, полученной алгебраическим суммированием положительных (при $dV > 0$) и отрицательных (при $dV < 0$) площадей, соответствующих процессам расширения и сжатия.

Кроме того, выражение $dL = p dV$, в котором абсолютное давление p представляет собой *потенциал* деформационного взаимодействия, а объем V – *координату* деформационного состояния, позволяет сделать следующее обобщение.

Для всех родов взаимодействия, сопровождающихся передачей энергии любого вида, количество воздействия выражается произведением потенциала данного взаимодействия на изменение соответствующей координаты термодинамического состояния:

$$dQ_k = P_k dx_k,$$

где P_k – потенциал взаимодействия k -го рода;

dx_k – координата термодинамического состояния при взаимодействии k -го рода.

3. Свойства теплоты как формы обмена энергией

По аналогии с работой количество теплоты в равновесном процессе может быть выражено в виде произведения потенциала термического взаимодействия (температуры T) на изменение координаты термического состояния (энтропии S):

$$dQ = T dS,$$

или для удельного количества теплоты:

$$dq = T ds.$$

Так как термодинамическая температура всегда положительна, то алгебраический знак количества теплоты в представленных выражениях совпадает со знаком изменения энтропии. При подводе теплоты ($dq > 0$) энтропия системы возрастает ($ds > 0$), при отводе теплоты ($dq < 0$) энтропия убывает ($ds < 0$). Поэтому с определенной точностью говорить о том, получает или отдает система теплоту в некотором процессе, можно лишь по изменению энтропии, но не по изменению температуры.

Для определения полного количества теплоты конечного процесса необходимо проинтегрировать выражение для элементарного количества теплоты от начального состояния 1 до конечного состояния 2:

$$q_{1-2} = \int_1^2 dq = \int_1^2 T ds.$$

Для выполнения интегрирования, необходимо знать функциональную зависимость температуры системы от ее энтропии в данном процессе $T = T(s)$. Эта функциональная

зависимость может быть представлена графически на *энтропийной* Ts -диаграмме (рис. 2.6). Заштрихованная площадь участка процесса 1-2 определяется произведением Tds и поэтому представляет собой бесконечно малое количество теплоты dq на элементарном участке процесса. Площадь под кривой 1-2 (линией процесса) представляет собой полное количество теплоты, которым обмениваются между собой система и окружающая среда в процессе 1-2.

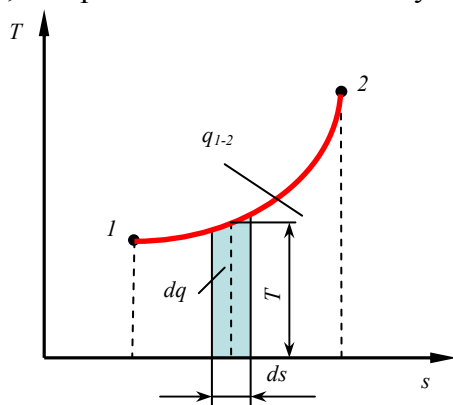


Рис. 2.6. Ts -диаграмма

Количество теплоты как форма обмена энергией обладает тем же свойством, что и количество работы: *количество теплоты зависит от вида термодинамического процесса, переводящего систему из начального состояния в конечное.* Следовательно, количество теплоты не является функцией состояния системы, то есть не может быть вычислено только по начальному и конечному состояниям системы, и поэтому не обладает свойствами полного дифференциала.

термодинамического процесса

Как и в случае работы, при интегрировании выражения для элементарного количества теплоты по замкнутому контуру, в общем случае будет получена величина теплоты цикла, не равная нулю:

$$q_{\text{ц}} = \oint dq = \oint Tds \neq 0.$$

Это означает, что в замкнутом термодинамическом процессе (цикле) система получает из окружающей среды (или отдает ей) некоторое количество энергии $q_{\text{ц}}$ в форме теплоты, причем в состоянии самой системы не происходит никаких изменений.

4. Уравнение первого закона термодинамики для закрытых систем

Подставив в общее уравнение первого закона термодинамики

$$du = dq - dl - dl^*$$

выражения для элементарного количества теплоты $dq = Tds$ и элементарной работы расширения $dl = pdv$, получим *уравнение первого закона термодинамики для равновесных термодинамических процессов в закрытой термодинамической системе*:

$$du = Tds - pdv - dl^*.$$

Если система совершает только работу расширения, то будет получено *основное уравнение термодинамики*:

$$du = Tds - pdv \quad \text{или} \quad Tds = du + pdv.$$

При предыдущем рассмотрении было установлено, что ни теплота, ни работа не являются функциями состояния системы, то есть они зависят от вида термодинамического процесса. Является ли функцией процесса внутренняя энергия или же эта величина обладает иными свойствами?

Для ответа на этот вопрос рассмотрим круговой термодинамический процесс (цикл) и укажем еще одну формулировку первого закона термодинамики.

Уравнение первого закона термодинамики для цикла записывается следующим образом:

$$\oint du = \oint dq - \oint dl.$$

А еще одна формулировка первого закона термодинамики звучит так: *вечный двигатель первого рода не существует*, то есть такой двигатель, который давал бы полезную работу без затраты энергии извне. Это означает, что окружающая среда,

получив определенное количество энергии за цикл в форме работы, должна отдать такое же количество энергии в форме теплоты:

$$\oint dl = \oint dq.$$

Тогда уравнение первого закона термодинамики для цикла может быть записано в виде:

$$\oint du = 0.$$

Эта форма записи указывает на то, что при осуществлении кругового термодинамического процесса (цикла) система возвращается в исходное состояние и внутренняя энергия системы остается без изменений. Таким образом, *внутренняя энергия является функцией состояния системы*, то есть таким же термодинамическим параметром, как, например, удельный объем, температура, давление, и *изменение внутренней энергии не зависит от вида термодинамического процесса*.

Следовательно, величины, упоминавшиеся до сих пор в связи с анализом энергетических взаимодействий системы, могут быть разделены на две группы: *функции состояния* (термодинамические параметры) и *функции процесса*.

Для определения изменения любой функции состояния в результате осуществления термодинамического процесса достаточно найти разность между конечным и начальным значениями анализируемой функции состояния. Например,

- изменение внутренней энергии

$$\Delta u = \int_1^2 du = u_2 - u_1;$$

- изменение давления

$$\Delta p = \int_1^2 dp = p_2 - p_1 \quad \text{и т.д.}$$

Для функций процесса dq и dl такого понятия как «изменение при осуществлении термодинамического процесса» не существует. Эти величины представляют собой лишь бесконечно малые количества передаваемой системе (или системой в окружающую среду) энергии в форме теплоты или работы. И для вычисления интегралов от этих величин необходимо знать уравнения процессов:

$$q_{1-2} = \int_1^2 dq = \int_1^2 Tds \quad \text{и} \quad l_{1-2} = \int_1^2 dl = \int_1^2 pdv.$$

Итак, первый закон термодинамики для закрытых систем может быть записан в дифференциальной и интегральной формах:

$$du = Tds - pdv - dl^* \text{ — дифференциальная форма;}$$

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 Tds - \int_1^2 pdv - L_{1-2}^* \text{ — интегральная форма.}$$

Если система совершает только работу расширения, то эти уравнения будут записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} du &= Tds - pdv & \text{или} & & Tds &= du + pdv; \\ u_2 - u_1 &= \int_1^2 Tds - \int_1^2 pdv & \text{или} & & \int_1^2 Tds &= (u_2 - u_1) + \int_1^2 pdv. \end{aligned}$$

5. Уравнение первого закона термодинамики для открытых систем

Внутренняя энергия – не единственный вид энергии, которым может обладать термодинамическая система. Рассмотрим небольшой объем жидкости, движущейся вместе с окружающим ее потоком. Такая жидкая частица обладает кинетической энергией, потенциальной энергией в поле сил тяжести и, наконец, внутренней энергией. Сумма этих трех энергий есть полная энергия системы. Из сказанного ясно, что к внутренней энергии относится та часть полной энергии термодинамической системы, которая не связана с движением системы как целого и с положением системы в поле сил тяжести.

В этой связи открытые системы имеют ряд особенностей, отличающих их от закрытых систем.

1. В общем балансе энергии дополнительно к изменению внутренней энергии необходимо учитывать изменение *кинетической энергии*, которой обладает рабочее тело, двигающееся относительно границ системы.

2. При вводе рабочего тела необходимо преодолевать действие внутреннего давления в системе, то есть совершать *работу проталкивания*.

3. Рабочее тело, находясь в пределах системы, может производить работу, не связанную с деформацией системы, то есть с изменением ее объема. Это работа, например, совершаемая газом при вращении ротора турбины. *Работа рабочего тела в проточной системе, не связанная с деформацией границ, называется технической работой L_m* .

4. В некоторых случаях может играть существенную роль изменение *потенциальной энергии* рабочего тела в поле внешних сил.

Для учета особенностей открытых термодинамических систем в уравнении первого закона термодинамики рассмотрим схему такой системы (рис. 2.7). Границы системы образованы сечением 1-1 (вход рабочего тела в систему), сечением 2-2 (выход рабочего тела), жесткими стенками 3 и сечением 4 вращающегося вала. Вал передает в окружающую среду (потребителю) техническую работу L_m , совершаемую в системе при взаимодействии потока рабочего тела с лопатками 5 ротора турбины. Рабочее тело может получать некоторое количество теплоты Q , например, за счет сжигания топлива в камере сгорания 6. Потенциальная энергия рабочего тела при его движении изменяется, так как центры тяжести входного и выходного сечений расположены на разной высоте.

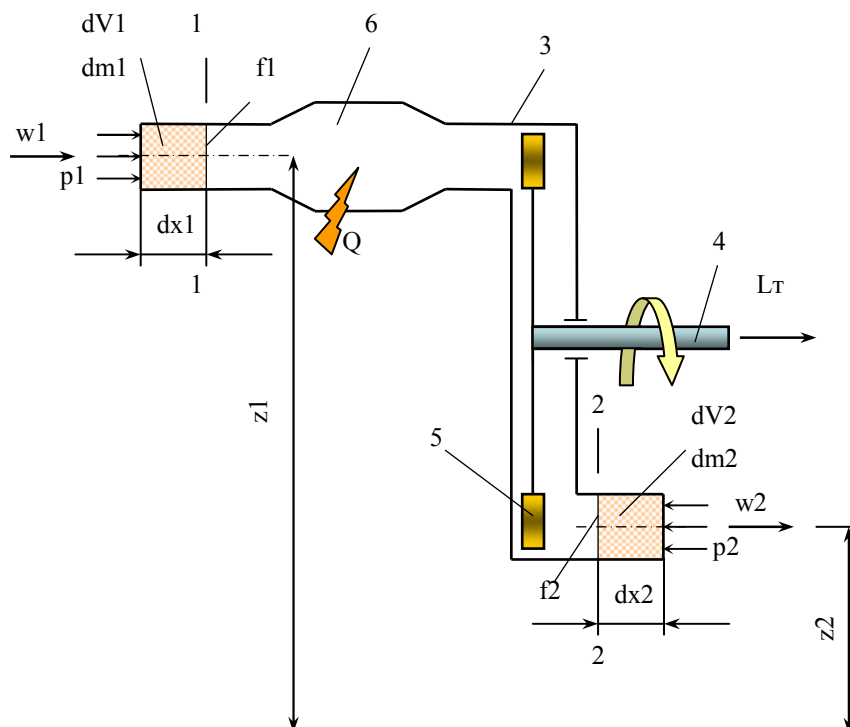


Рис. 2.7. Схема открытой термодинамической системы.

Изменение энергии системы за малый промежуток времени $d\tau$ составит:

$$dE = dE_n - dE_p,$$

где dE – изменение полной энергии системы;

dE_n – количество энергии, поступающей в систему из окружающей среды;

dE_p – количество энергии, отдаваемой системой в окружающую среду.

За рассматриваемый промежуток времени в систему через сечение $I-I$ со скоростью w_1 входит рабочее тело массой dm_1 , обладающее удельной внутренней энергией u_1 , и вносит в систему: собственную внутреннюю энергию $u_1 dm_1$, кинетическую энергию $dm_1 w_1^2/2$, потенциальную энергию $gz_1 dm_1$.

При вводе рабочего тела силы внешнего давления p_1 совершают над системой работу ввода $dL_{вв}$. Давление p_1 , действуя на сечение площадью f_1 , создает силу $p_1 f_1$, точка приложения которой перемещается на расстояние dx_1 , необходимое для того, чтобы элементарная масса dm_1 оказалась введенной в систему через сечение $I-I$. Таким образом, работа ввода равна:

$$dL_{вв} = p_1 f_1 dx_1 = p_1 dV_1,$$

где dV_1 – объем, занимаемый массой dm_1 .

Кроме того, находясь в системе, рабочее тело за время $d\tau$ получит количество теплоты dQ .

В итоге количество энергии, поступающей в систему, выразится суммой:

$$dE_n = u_1 dm_1 + dm_1 w_1^2/2 + gz_1 dm_1 + p_1 dV_1 + dQ.$$

Аналогично определяется и расход энергии, но с некоторыми отличиями:

- во-первых, будет совершаться не работа ввода, а работа вывода $p_2 dV_2$;
- во-вторых, место подведенной теплоты займет отводимая техническая работа;
- в-третьих, одновременно с совершением технической работы dL_m , может совершаться работа расширения $dL = p dV$, связанная со смещением границ системы.

Следовательно,

$$dE_p = u_2 dm_2 + dm_2 w_2^2/2 + gz_2 dm_2 + p_2 dV_2 + dL_m + dL.$$

Тогда изменение полной энергии системы будет равно:

$$dE = (u_1 + p_1 v_1 + w_1^2/2 + gz_1) dm_1 - (u_2 + p_2 v_2 + w_2^2/2 + gz_2) dm_2 + dQ - dL_m - dL.$$

Если осуществляется *стационарный процесс*, то поступление массы рабочего тела и энергии в систему равно их расходу, а объем системы постоянен.

$$dE = 0; \quad dm_1 = dm_2 = dm; \quad dV = 0 \Rightarrow dL = 0.$$

При этих условиях деление всех членов уравнения на dm дает удельные величины, отнесенные к 1 кг рабочего тела, прошедшего через систему:

$$0 = (u_1 + p_1 v_1) - (u_2 + p_2 v_2) + (w_1^2/2 - w_2^2/2) + g(z_1 - z_2) + q - l_m.$$

Перепишем это уравнение иначе:

$$(u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) = q - l_m - (w_2^2/2 - w_1^2/2) + g(z_2 - z_1).$$

Сумма *внутренней энергии и произведения давления на объем рабочего тела, называется энтальпией h* :

$$h = u + p v.$$

Так как эта сумма выражена через параметры состояния, то энтальпия также является функцией состояния. Физический смысл энтальпии рассматривается при анализе конкретных явлений.

Тогда, уравнение первого закона термодинамики для конечного изменения состояния рабочего тела в проточной термодинамической системе (интегральная форма) можно представить в виде:

$$\Delta h = q - l_m - \Delta(w^2/2) - \Delta(gz),$$

где $\Delta h = h_2 - h_1$ – изменение удельной энтальпии рабочего тела (РТ);

$\Delta(w^2/2) = w_2^2/2 - w_1^2/2$ – изменение удельной кинетической энергии РТ;

$\Delta(gz) = gz_2 - gz_1$ – изменение удельной потенциальной энергии РТ.

Для бесконечно малого изменения состояния РТ в элементарном процессе первый закон термодинамики в проточной термодинамической системе (дифференциальная форма) имеет вид:

$$dh = dq - dl_m - d(w^2/2) - gdz.$$

Техническая работа l_m , изменение кинетической энергии $\Delta(w^2/2)$ и изменение потенциальной энергии $\Delta(gz)$ представляют собой величины механической природы. В пределах термодинамической системы эти количества могут претерпевать взаимное преобразование. Так, например, техническая работа в турбине может совершаться за счет уменьшения кинетической энергии потока или уменьшения его потенциальной энергии (при падении с верхнего уровня на нижний). В связи с этим: *сумма технической работы, изменения кинетической энергии и изменения потенциальной энергии называется располагаемой работой l_o* :

$$l_o = l_m + \Delta(w^2/2) + \Delta(gz),$$

$$dl_o = dl_m + d(w^2/2) + gdz.$$

Тогда уравнения первого закона термодинамики для стационарной проточной системы могут быть записаны в виде:

$$\Delta h = q - l_o \quad \text{или} \quad dh = dq - dl_o.$$

Для равновесных термодинамических процессов указанные выражения можно выразить через изменение параметров состояния рабочего тела в процессе. Но в начале установим, как рассчитывается располагаемая работа. Продифференцируем выражение энтальпии:

$$dh = d(u + pv) = du + d(pv).$$

Изменение внутренней энергии заменим уравнением первого закона термодинамики для закрытых систем: $du = dq - dl = dq - pdv$. А дифференциал $d(pv)$ представляет собой дифференциал сложной функции: $d(pv) = pdv + vdp$. Тогда,

$$dh = dq - pdv + pdv + vdp = dq + vdp.$$

Заменив левую часть полученного выражения уравнением первого закона термодинамики для открытой системы, получим выражение для расчета располагаемой работы:

$$dq - dl_o = dq + vdp \Rightarrow dl_o = -vdp.$$

Следовательно, *элементарная располагаемая работа определяется произведением объема на изменение давления, взятым с обратным знаком*.

В конечном процессе располагаемая работа находится интегрированием от начального 1 до конечного 2 состояния рабочего тела в процессе:

$$l_{o(1-2)} = \int_1^2 dl_o = - \int_1^2 vdp.$$

Таким образом, уравнения первого закона термодинамики для проточной системы могут быть записаны так:

$$dh = dq - dl_o \Rightarrow dh = Tds + vdp;$$

$$\Delta h = q - l_o \Rightarrow h_2 - h_1 = \int_1^2 Tds + \int_1^2 vdp.$$

1.5 Лекция №5(2 часа).

Тема: «Исследование политропического и адиабатического процессов»

1.1.1 Вопросы лекции:

1. Исследование политропического процесса.
2. Исследование адиабатического процесса.

1.5.2 Краткое содержание вопросов:

1. Исследование политропического процесса.

До сих пор рассматривались процессы, у которых имелись вполне определенные признаки: изохорный процесс осуществлялся при постоянном объеме; изобарный — при постоянном давлении; изотермический — при постоянной температуре; адиабатный — при отсутствии теплообмена между рабочим телом и внешней средой. Наряду с этими процессами можно представить еще бесконечное множество процессов, у которых имеются другие постоянные признаки.

Условились всякий процесс идеального газа, в котором удельная теплоемкость является постоянной величиной, называть политропным процессом, а линию процесса — политропой.

Из определения политропного процесса следует, что основные термодинамические процессы — изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный, — если они протекают при постоянной удельной теплоемкости, являются частными случаями политропного процесса. Итак, политропный процесс проходит при постоянной теплоемкости.

$$c_p = const$$

Если теплоемкость зависит от температуры, то нужно найти среднюю теплоемкость, чтобы процесс стал политропным.

Уравнение процесса

Для исследования процесса и расчета слагаемых I закона термодинамики нужно установить связь между параметрами состояния в политропном процессе. Эта функция называется уравнением политропы. Запишем уравнение I закона термодинамики, преобразуем

$$\begin{cases} c_p dT = c_p dT - v dp \\ c_p dT = c_v dT + p dv \end{cases} = \begin{cases} (c_p - c_p) dT = -v dp \\ (c_p - c_v) dT = p dv \end{cases}$$

и поделим почленно

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

Так как $c_p = const$ в процессе, то левая часть $\frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = const$ и называется показателем политропы:

$$n = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v}, \quad -\infty \leq n \leq +\infty$$

При этом, каждому значению n соответствует некоторый конкретный процесс.

Получили дифференциальное уравнение:

$$n = \frac{v dp}{p dv}$$

Разделяем переменные

$$\int_1^2 \frac{n dv}{v} = \int_1^2 -\frac{dp}{p}$$

и интегрируем в пределах процесса

$$n \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = -\ln \frac{p_2}{p_1} = \ln \frac{p_1}{p_2}$$

Потенцируем

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n \quad \text{или} \quad p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$$

Это выражение выполняется не только для крайних точек процесса, но и для всех промежуточных. Оно называется уравнением *политропы*:

$$p v^n = \text{const}$$

Запишем это уравнение через другие параметры P-T и V-T:

$$p v = RT$$

$$p = \frac{RT}{v} \Rightarrow \frac{RT}{v} \cdot v^n = \text{const}$$

$$T v^{n-1} = \text{const}$$

$$p v = RT$$

$$v = \frac{RT}{p} \Rightarrow p \cdot \left(\frac{RT}{p} \right)^n = \text{const}$$

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

$$\sqrt[n-1]{p} \rightarrow p \cdot T^{\frac{n}{n-1}} = \text{const}$$

$$\sqrt[n]{p} \rightarrow p^{\frac{1-n}{n}} \cdot T = \text{const}$$

Теплоемкость политропных процессов

Теплоемкость политропного процесса c_p можно определить из выражения

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

$$c_p - c_v = n$$

$$c_p - c_v = n \cdot c_p - n \cdot c_v$$

$$c_p \cdot (1 - n) = -c_v - n \cdot c_v$$

$$c_p = \frac{c_v - n \cdot c_v}{(1 - n)} = c_v \frac{\left(\frac{c_p}{c_v} - n \right)}{(1 - n)}$$

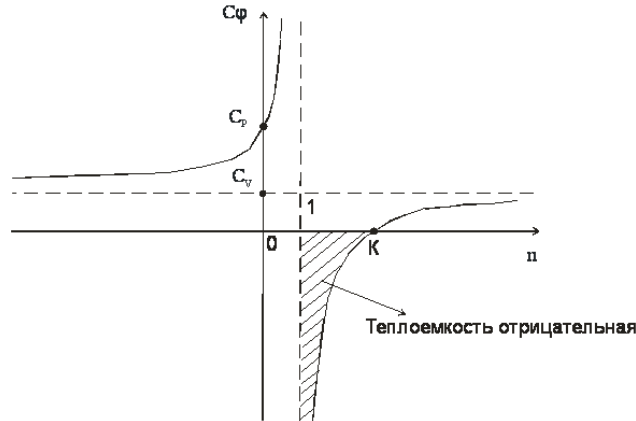
$$c_p = c_v \frac{(k - n)}{(1 - n)}$$

где k - показатель адиабаты.

Найдем значение c_p и n для изопроцессов определим сведем результаты в таблицу

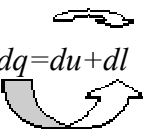
процесс	c_p	n
T=const	$\pm \infty$	1
p=const	c_p	0
v=const	c_v	$\pm \infty$
q=const	0	k

Изобразим зависимость $c_p(n)$ графически

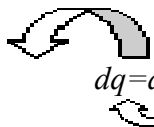


В диапазоне $1 < n < k$ теплоемкость процессов отрицательная, т.е. с подводом теплоты температура системы уменьшается, а с отводом теплоты - увеличивается.

Смысл отрицательной теплоемкости заключается в том, что вся подведенная теплота расходуется на работу и, кроме этого, на работу затрачивается еще и часть внутренней энергии системы



$$dq = du + dl \quad \text{подвод тепла}$$



$$dq = du + dl \quad \text{отвод тепла}$$

Энергетические характеристики политропных процессов

Изменение энтропии

По аналогии с интегралом работы было получено выражение для подсчета количества теплоты в ТДП. Для этого был введен параметр состояния системы – энтропия.

Энтропия является функцией состояния. Ее изменение в пределах процесса определяется как разность конечного и начального значений. Также как внутренняя энергия она определяется с точностью до произвольной постоянной. В ТДП нужно знать только ее изменение. Энтропия, и ее изменение не поддается физическому определению и измерению, а является расчетной величиной.

$$ds = \frac{dq}{T} = c_v \frac{n-k}{n-1} \frac{dT}{T}$$

$$\Delta s_{12} = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{c_v dT}{T} = c_v \int_1^2 \frac{dT}{T} = c_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1} \quad \left[\frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right]$$

Работа расширения /сжатия в политропном процессе.

Работа расширения /сжатия в политропном процессе.

$$dl = p dv, \quad l_{12} = \int_1^2 p dv$$

Используя связь параметров, можно найти значение интеграла работы.

$$pv^n = \text{const} \quad p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = pv^n \quad p = \frac{p_1 v_1^n}{v^n}$$

Параметры состояния в граничных точках известны, известен показатель политропы n

Подставляем полученную функцию $p(v)$ в уравнение для работы и интегрируем

$$l_{12} = \int_1^2 \frac{p_1 v_1^n}{v^n} dv = p_1 v_1^n \cdot \int_1^2 v^{1-n} dv = \frac{p_1 v_1^n}{1-n} v^{1-n} \Big|_1^2 = \frac{p_1 v_1^n (v_2^{1-n} - v_1^{1-n})}{1-n} =$$
$$\frac{p_2 v_2^{1-n} - p_1 v_1^{1-n}}{1-n} = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{1-n}$$

Можно получить и другие формулы для расчета работы.

Применяя уравнение состояния идеального газа $pv = RT$, получаем

$$l_{12} = \frac{RT_2 - RT_1}{1-n} = \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1)$$
$$l_{12} = \frac{RT_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1-n}{n}} \right]$$

Располагаемая работа

Располагаемая работа: $dl' = -v dp$

$$n = -\frac{v dp}{p dv} = \frac{dl'}{dl} \quad l'_{12} = n \cdot l_{12}$$

Количество теплоты

Теплота является формой обмена энергией между системой и ОС. При этом обмен энергией происходит на микроуровне.

$$Q = mc_p \Delta T$$

$$q = \frac{Q}{m} = c_p \Delta T, \quad q - \text{удельное количество теплоты.}$$

$$q_{12} = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1)$$

Изменение внутренней энергии

Внутренняя энергия ТДС зависит от температуры рабочего тела. В ТДС абсолютное значение внутренней энергии не определяют. Имеет смысл только ее изменение в термодинамическом процессе. Для идеального газа:

$$\Delta u_{12} = u_{12}^2 - u_{12}^1; \quad u_{\text{пот.}} = 0$$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1)$$

Изменение энтальпии

Одной из энергетических характеристик ТДС является тепловая функция или энтальпия.

Если термомеханическую систему рассматривать как состоящую из макротела (газа) и поршня с грузом $P = pf$, уравнивающего давление газа P внутри сосуда, то такая система называется расширенной. Энтальпия или энергия такой системы E равна внутренней энергии газа U плюс потенциальная энергия поршня с грузом $U_{\text{мех.}} = pfx = pV$

$$I = E = U + pV$$

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 I аналогично внутренней энергии имеет вполне определенное значение для каждого состояния, т.е. является функцией состояния. В процессе изменения состояния

$$\Delta i = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1)$$

I закон термодинамики

Для политропного процесса уравнение I закона термодинамики можно записать в виде:

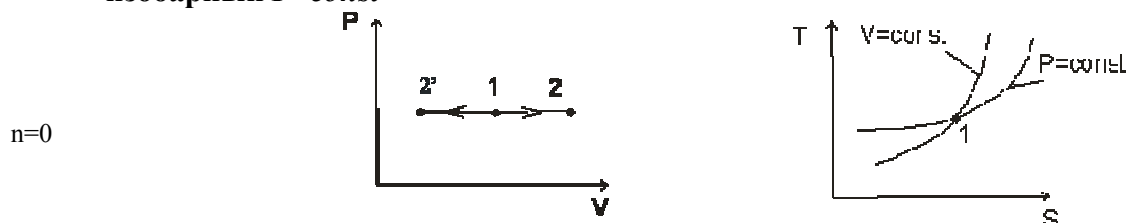
$$c_p \Delta T = c_v \cdot \Delta T + \frac{R}{1-n} \cdot \Delta T$$

$$c_p \cdot dT = c_v \cdot dT + \frac{R}{1-n} \cdot dT$$

$$c_p = c_v + \frac{R}{1-n} \quad \text{уравнение Майера.}$$

$$\text{При } p=\text{const} \rightarrow n=0 \quad c_p = c_v + R$$

Частные случаи политропных процессов изобарный $P=\text{const}$



Уравнение процесса

$$n=0 \quad P \cdot V^0 = \text{const} \Rightarrow P = \text{const}, \quad \text{или} \quad \frac{T}{V} = \text{const}$$

Теплоемкость

$$C_p = C_v \frac{0-k}{0-1} = C_k = C_p$$

Изменение энтропии

$$\Delta s_{12} = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{c_p dT}{T} = c_p \int_1^2 \frac{dT}{T} = c_p \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

Работа расширения

$$l_{12} = \int_1^2 p dv = p \int_1^2 dv = p(v_2 - v_1)$$

Количество теплоты

$$q_{12} = c_p (T_2 - T_1) = c_p (T_2 - T_1) = \Delta i$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1)$$

Изменение энтальпии

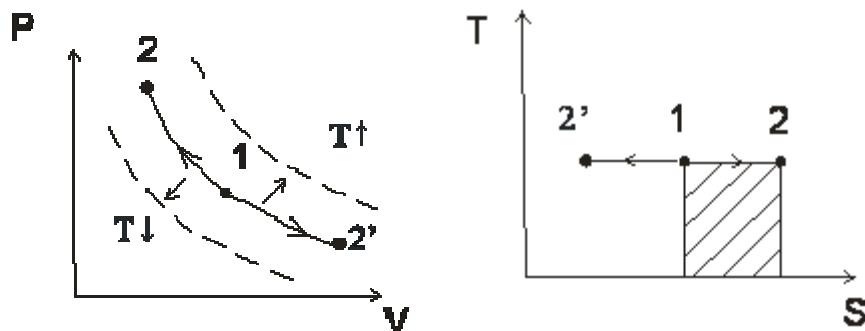
$$\Delta i = c_p (T_2 - T_1)$$

I закон термодинамики

$$dq = du + dl$$

изотермический $T = \text{const}$

$n=1$



Уравнение процесса

$$n = 1 \quad P v^1 = \text{const} = RT \Rightarrow T = \text{const}$$

Теплоемкость

$$C_p = C_v \frac{1-k}{1-1} = \pm \infty$$

Изменение энтропии

$$\frac{dq}{T}; \quad q=1 \quad (\text{согласно I закона ТД})$$

$$\Delta s_{12} = \int_1^2 \frac{dl}{T} = \frac{1}{T} \int_1^2 dl = R \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = R \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

Работа расширения

$$l_{12} = \int_1^2 p dv = \int_1^2 \frac{RT}{v} \ln v = RT \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = RT \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

Количество теплоты

$$q_{12} = l_{12} = RT \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = RT \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1) = 0$$

Изменение энтальпии

$$\Delta i = c_p (T_2 - T_1) = 0$$

I закон термодинамики

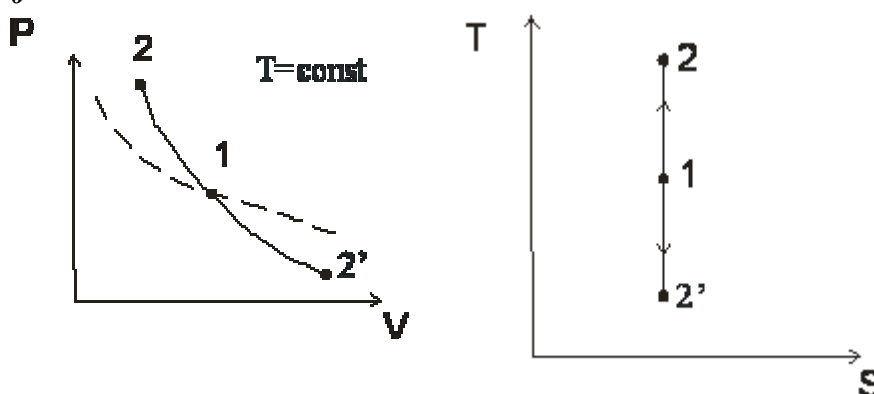
$$dq = dl$$

Вся подведенная теплота идет на совершение работы.

адиабатный $dq=0$

$n=k$

$$k = \frac{c_p}{c_v}$$



Уравнение процесса

$$n = k \quad P v^k = \text{const} \quad (\text{уравнение Пуассона}).$$

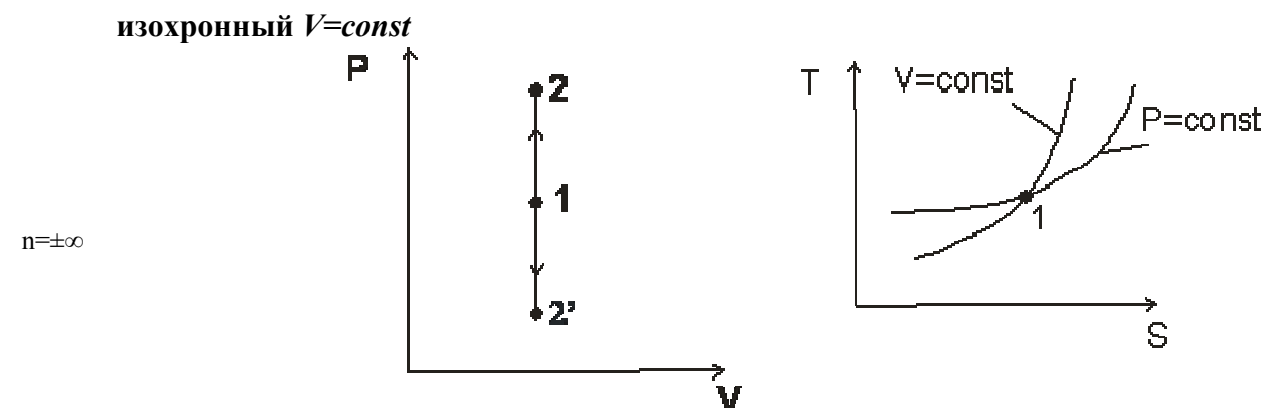
Теплоемкость

$$C_p = C_v \frac{k-k}{k-1} = 0$$

Изменение энтропии

$$\frac{dq}{T} = 0, \quad \text{т. е. } s = \text{const} \quad (\text{изоэнтروпийный процесс})$$

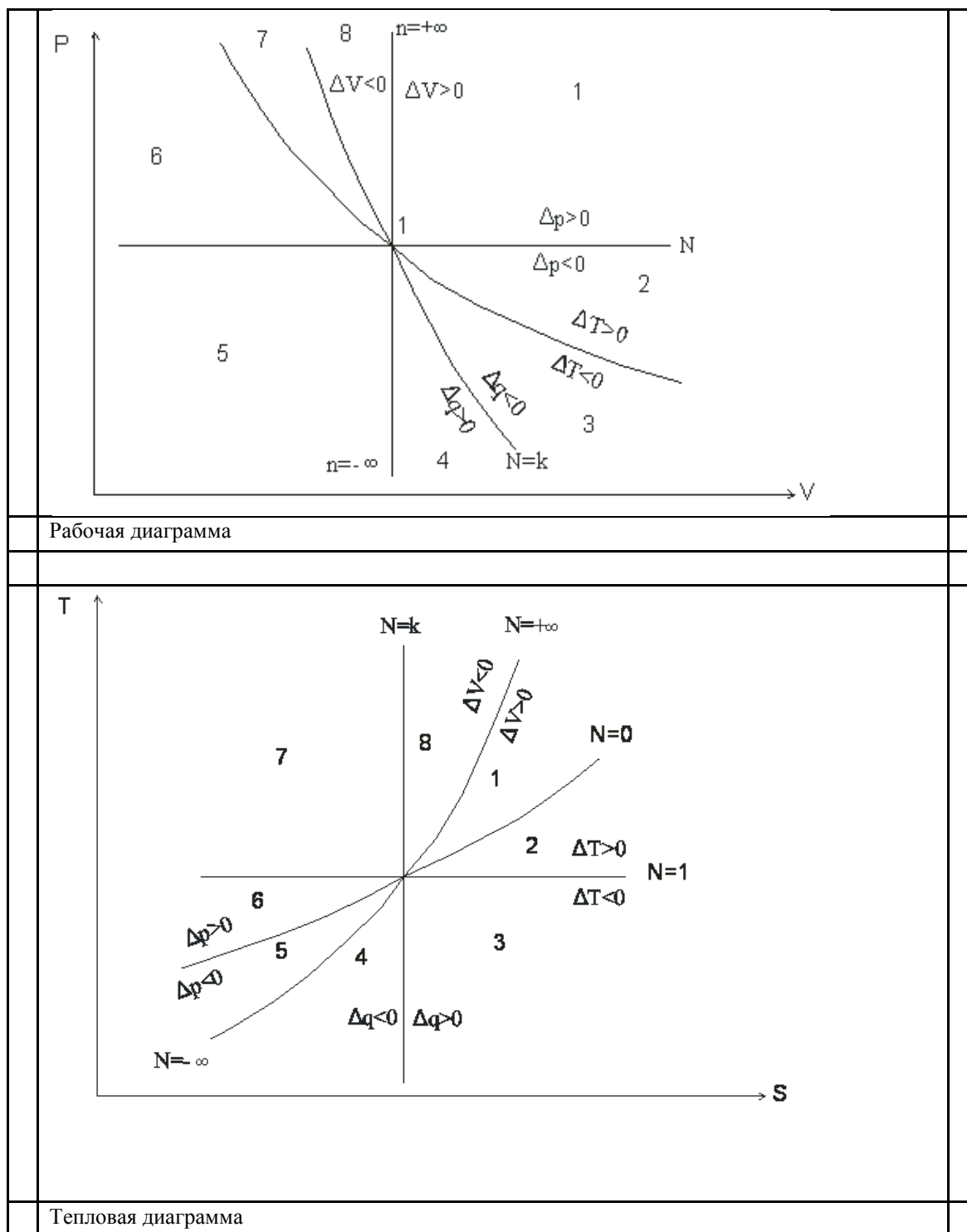
Работа расширения	$l_{12} = \int_1^2 \frac{p_1 v_1^k}{v^k} dv = p_1 v_1^k \cdot \int_1^2 v^{1-k} dv = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{1-k}$
Количество теплоты	$q_{12} = 0$
Изменение внутренней энергии	$\Delta u = c_v (T_2 - T_1)$
Изменение энтальпии	$\Delta i = c_p (T_2 - T_1)$
I закон термодинамики	$dq \xrightarrow{0} = du + dl$ $- du = dl$ $- c_p dT = p dv$ <p>Работа совершается за счет внутренней энергии</p>



Уравнение процесса	$n = \pm\infty \quad P v^\infty = const \Rightarrow v = const$
Теплоемкость	$C_p = C_v \frac{\infty - k}{\infty - 1} = C_v$
Изменение энтропии	$\Delta s_{12} = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{c_v dT}{T} = c_v \int_1^2 \frac{dT}{T} = c_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$
Работа расширения	$l_{12} = \int_1^2 p dv = 0$
Количество теплоты	$q_{12} = \Delta u = c_v (T_2 - T_1)$
Изменение внутренней энергии	$\Delta u = c_v (T_2 - T_1)$
Изменение энтальпии	$\Delta i = c_p (T_2 - T_1)$
I закон термодинамики	$dq = du + dl$ $dq = du$ $c_p dT = c_v dT$ <p>Вся подведенная теплота идет на изменение внутренней энергии</p>

Обобщенная диаграмма политропных процессов.

Для анализа политропных процессов удобно пользоваться обобщенной диаграммой. На ней изображаются все изопроцессы и выделяются области, в пределах которых знаки сл агаемых I закона одинаковы.



2. Исследование адиабатического процесса.

Адиабатический, или **адиабатный процесс** (от др.-греч. ἀδιάβατος — «непроходимый») — термодинамический процесс в макроскопической системе, при котором система не обменивается теплотой с окружающим пространством. ➤ Серьёзное исследование адиабатических процессов началось в XVIII веке^[1]. ➤

Адиабатический процесс является частным случаем политропного процесса, так как при нём теплоёмкость газа равна нулю и, следовательно, постоянна^[2]. Адиабатические процессы обратимы только тогда, когда в каждый момент времени система остаётся равновесной (например, изменение состояния происходит достаточно медленно) и

изменения энтропии не происходит. Некоторые авторы (в частности, Л. Д. Ландау) называли адиабатическими только обратимые адиабатические процессы^[3].

Физический смысл адиабатического процесса[\[править | править вики-текст\]](#)

Если термодинамический процесс в общем случае являет собой три процесса — теплообмен, совершение системой (или над системой) работы и изменение её внутренней энергии^[5], то адиабатический процесс в силу отсутствия теплообмена ($\Delta Q = 0$) системы со средой сводится только к последним двум процессам^[6]. Поэтому, первое начало термодинамики в этом случае приобретает вид^{[7][Комм 1]}

$$\Delta U = -A,$$

где ΔU — изменение внутренней энергии тела, A — работа, совершаемая системой.

Изменения энтропии S системы в обратимом адиабатическом процессе вследствие передачи тепла через границы системы не происходит^[8]:

$$dS = \delta Q/T = 0.$$

Здесь T — температура системы, δQ — теплота, полученная системой. Благодаря этому адиабатический процесс может быть составной частью обратимого цикла^[8]. ➤

Работа газа

Поясним понятие работы применительно к адиабатическому процессу. В частном случае, когда работа совершается через изменение объёма, можно определить её следующим способом: пусть газ заключён в цилиндрический сосуд, плотно закрытый легко скользящим поршнем, если газ будет расширяться, то он будет перемещать поршень и при перемещении на отрезок dh совершать работу^{[9][10]}

$$dA = Fdh,$$

где F — сила, с которой газ действует на поршень. Перепишем уравнение:

$$dA = psdh,$$

где s — площадь поршня. Тогда работа будет равна^{[9][10]}

$$dA = pdV,$$

где p — давление газа, dV — малое приращение объёма. Основное уравнение термодинамики примет вид^[11]:

$$dU = -pdV$$

Внутренняя энергия идеального газа[\[править | править вики-текст\]](#)

Внутренняя энергия является однозначной функцией состояния системы. Поэтому применительно к адиабатическому процессу её изменение имеет тот же физический смысл, что и в общем случае. Согласно закону Джоуля, выведенному экспериментально, внутренняя энергия идеального газа не зависит от давления или объёма газа. Исходя из этого факта, можно получить выражение для изменения внутренней энергии идеального

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = C_V$$

газа. По определению молярной теплоёмкости при постоянном объёме,^[14] Иными словами — это предельное соотношение изменения внутренней энергии и породившего его изменения температуры. При этом, по определению частной производной считается только то изменение внутренней энергии, которое порождено именно изменением температуры, а не другими сопутствующими процессами. Так как внутренняя энергия идеального газа является функцией только температуры, то

$$dU = \nu C_V dT,$$

где ν — число молей идеального газа.

1. 6 Лекция №6 (2 часа).

Тема: «Исследование изобарного, изохорического процессов».

1.1.1 Вопросы лекции:

1. Исследование изобарного процесса.
2. Исследование изохорического процесса.

1.6.2 Краткое содержание вопросов:

1. Исследование изобарного процесса.

Изобарный процесс, процесс, происходящий в физической системе при постоянном внешнем давлении; на термодинамической диаграмме изображается изобарой. Простейшие примеры изобарного процесса— нагревание воды в открытом сосуде, расширение газа в цилиндре со свободно ходящим поршнем. В обоих случаях давление равно атмосферному. Объём идеального газа при изобарном процессе пропорционален температуре (см. Гей-Люссака закон). Теплоёмкость системы в изобарном процессе больше, чем в изохорном процессе (при постоянном объёме). Например, в случае идеального газа $c_p - c_v = k$, где c_p и c_v — теплоёмкости в изобарном и изохорном процессах на одну частицу. Работа, совершаемая идеальным газом при изобарном процессе, равна $p \cdot \Delta V$, где p — давление, ΔV — изменение объёма газа.

Термодинамический процесс, протекающий при постоянном давлении рабочего тела, называется изобарным (от греческих слов *изос* – равный и *барос* – тяжесть).

Примером процесса, близкого к изобарному, является процесс подвода теплоты к рабочему телу в камерах сгорания авиационных ГТД.

1.6.1. Исследование изобарного процесса

1. Условие протекания процесса и есть уравнения процесса

$$p = \text{const.} \quad (3.12)$$

Используя уравнение состояния идеального газа, получим уравнение изобарного процесса через параметры состояния

2. Из уравнения 3.13 очевидно, что удельный объём в изобарном процессе изменяется пропорционально абсолютной температуре. (3.14)

Если подводить теплоту к рабочему телу, его удельный объём (v) и температура (T) возрастают, а давление (p) останется неизменным ($p = \text{const}$). Физически это объясняется тем, что уменьшение числа молекул, приходящихся на единицу площади поверхности, вызванное ростом удельного объёма, компенсируется увеличением силы ударов каждой молекулы, обусловленным увеличением температуры (энергии) молекул.

Определение величин входящих в первый закон термодинамики

а) $q_p = C_p \cdot (T_2 - T_1)$; (3.15)

б) $\Delta U_p = C_v \cdot (T_2 - T_1)$; (3.16)

в) $L_p = p \cdot (v_2 - v_1) = R \cdot (T_2 - T_1)$. (3.17)

Из формулы (3.17) видно, что работа расширения–сжатия совпадает с работой проталкивания. Следовательно, в открытой ТДС работа L расходуется на перемещение газа из области высокого в область низкого давления в процессе расширения. Такой процесс происходит в камере сгорания ГТД.

Таким образом, теплота, подводимая к рабочему телу в изобарном процессе, расходуется на увеличение внутренней энергии рабочего тела и совершения работы против внешних сил.

$$q_p = \Delta U_p + L_p \quad (3.18)$$

Теплота $q_{p\ 1-2}$, участвующая в изобарном процессе определяется из тепловой диаграммы (рис. 3.2,б). Площадь под линией процесса в тепловой “ $T-s$ ” диаграмме даёт $q_{p\ 1-2}$

г) Определим изменение энтропии для изобарного процесса, используя аналитическое выражение первого закона термодинамики через энтальпию (2.44).

$$q_{p\ 1-2} = T \cdot ds = di + v \cdot dp,$$

т.к. для изобарного процесса $p = \text{const}$ и учитывая, что $dp = 0$, получаем:

$$q_{p\ 1-2} = T \cdot ds = di = C_p \cdot dT. \quad (3.20)$$

Из уравнения (3.20) следует, что вся теплота, подведённая к рабочему телу, идёт на изменение энтальпии.

Проинтегрируем выражение (3.20) и определим изменение энтропии Δs_{1-2} при конечном изменении температуры T , при интегрировании считаем, что C_p не зависит от T и окончательно получаем:

$$\Delta s_{1-2} = s_2 - s_1 = C_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} = C_p \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} = C_p \cdot 2,3 \cdot \lg \frac{p_2}{p_1}. \quad (3.21)$$

Для воздуха $k = 1,41$. Это означает, согласно первому закону термодинамики, что из подведённого тепла q в изобарном процессе большая часть расходуется на изменение внутренней энергии рабочего тела, а меньшая часть идёт на совершение работы против внешних сил

2. Исследование изохорического процесса.

Закон Шарля описывает изохорический процесс в идеальном газе, т.е. зависимость давления газа от его температуры при постоянном объеме. Он наряду с законами Бойля-Мариотта (изотермический процесс), Гей-Люссака (изобарический процесс), Дальтона (аддитивность давления) и Авогадро (равенство объемов равных количеств вещества в газообразном состоянии) относится к основным газовым законам. Вместе они приводят к универсальному газовому закону, который выражается формулой Клапейрона-Менделеева: $PV = nRT$ (1) где P – давление порции газа, V – ее объем, T – его абсолютная температура, n $m = m / M$ – количество вещества в данной порции, m – ее масса, M – молярная масса рассматриваемого газа, R – универсальная газовая постоянная, значение которой зависит от выбора единиц измерения и равно $8.31 \text{ Дж} / (\text{моль} \cdot \text{К})$, если давление выражено в Па, объем в м^3 , количество вещества в молях и температура в К. Абсолютная шкала температур была установлена В.Томсоном (лордом Кельвином) на основании законов Гей-Люссака и Шарля. Жак Шарль был известен современникам как строитель воздушных шаров, который конкурировал с более известными теперь братьями Монгольфье, и проводил для конструирования воздушных шаров специальные исследования газов. В 1787 г. он установил, что давление любых достаточно разреженных газов линейно зависит от температуры (мы будем говорить о шкале Цельсия) при фиксированном объеме: $p = p_0 (1 + \alpha t)$ (2) где t – температура по Цельсию, p_0 – давление при 0°C и $\alpha = 1/273$ $1/^\circ \text{C}$ – относительный температурный коэффициент давления при постоянном объеме. Это соотношение выполнялось для любых количеств любого газа независимо от его химической природы, в том числе для воздуха при давлениях, которые не очень сильно превышают атмосферное. Графики, изображающие эту зависимость (изохоры в осях давление–температура), представляют собой прямые линии, пересекающие ось температуры при 0°C – для любой порции газа, как это показано на рис.1. Кельвин предложил сместить ноль температурной шкалы в эту точку, а единицу этой шкалы кельвин оставить такой же, как в шкале Цельсия ($1^\circ \text{C} = 1^\circ \text{K}$). Таким образом, получается абсолютная шкала температур (шкала Кельвина). В этой шкале все температуры положительны (давление, как и объем в законе Гей-Люссака, не может быть отрицательным), ноль этой шкалы называется Рис.1 абсолютным нулем температуры. Переход от температуры по Цельсию t к абсолютной температуре T осуществляется по формуле: $T = t + 273$ (3) Изохоры в осях давление–абсолютная температура выглядят так, как показано на рис.2. Уравнение изохоры приобретает вид $p/T = \text{const}$, следствием из которого является соотношение для разностей давлений dp и температур dT : $p \text{ const } T dp = dT$ (4) Из него можно получить выражение для относительного температурного коэффициента давления при постоянном объеме: $dp/p = dT/T$ (5) Это же соотношение позволяет найти абсолютную температуру T_0 , при которой у порции газа зафиксировано давление p_0 , по измеренным значениям p , dp и dT : $1/p = dT/(T dp)$ (6) Здесь dT имеет одно и то же значение в шкалах Цельсия и Кельвина, а p и dp могут быть

выражены в любых (одинаковых) единицах давления. Поскольку в работе используется водяной дифференциальный манометр для измерения $d p$, то в качестве такой единицы удобно использовать мм вод. ст. ($1 \text{ мм вод. ст.} = 9.81 \text{ Па}$, $1 \text{ атм.} = 760 \text{ мм рт. ст.} = 10340 \text{ мм вод. ст.}$). Если найдено значение T , то абсолютный нуль температур на шкале Цельсия $0 t$ можно найти, пользуясь соотношением: $0 t = -t T$ (7) Рис 2. где t – температура, измеренная термометром, отградуированным в градусах Цельсия.

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ Схема экспериментальной установки показана на рис.3. Рис.3 Основой установки является стеклянный сосуд Дьюара (термос) 1 емкостью около 3 л, который герметически закупорен резиновой пробкой. Температура воздуха в сосуде определяется с помощью датчика 2, который подключен к индикатору T и отградуирован в градусах Цельсия. Температура (и вместе с ней давление) воздуха в сосуде меняется с помощью нагревательной спирали 3, которая подключена к регулируемому источнику питания. Подаваемое на спираль напряжение U и ток через нее I измеряются мультиметром (на схеме не показан). Через пробку проходят три стеклянные трубки 4, 5 и 6. Трубка 4 через кран $K1$ (7) соединяет сосуд 1 с воздушным компрессором, который в данной работе практически не используется, но может быть применен для ускорения теплообмена с окружающей средой при охлаждении рабочего объема установки после завершения измерений. Трубка 5 через кран $K2$ (10) соединяет сосуд с окружающей атмосферой. При открытом кране внутри сосуда 1 устанавливается давление p , равное атмосферному. Последнее измеряется комнатным барометром. При закрытом кране 10 давление в сосуде изменяется независимо от атмосферного. Трубка 6 соединяет сосуд с водяным дифференциальным манометром 9. Манометр представляет собой U-образную трубку, заполненную водой, с измерительной линейкой. Левое колено манометра соединено с внутренним объемом сосуда 1, а правое через кран K (8) с окружающей атмосферой. При открытом кране 8 разность уровней воды в двух коленах манометра численно равна разности (дифференциальный манометр) давлений воздуха $d p$ в сосуде и в помещении лаборатории (атмосферного давления), выраженной в мм вод. ст. Если уровень воды в правом колене выше, чем в левом, то давление воздуха в сосуде больше атмосферного, и наоборот. Размер трубок манометра и длина линейки позволяют измерять $d p$ в пределах $\pm 300 \text{ мм вод. ст.}$, его цена деления составляет 1 мм. Конструкция установки показана на рис.4. Рис.4 На рисунке показаны отмеченные на схеме установки (рис.3) сосуд 1, дифференциальный манометр 9 и краны 7, 8 и 10. Кроме того, на передней панели показаны: 11 – тумблер включения установки; 12 – тумблер включения компрессора (как правило, он должен быть в положении «выкл»); 13 – тумблер переключения режимов мультиметра 15 (измерение напряжения или тока нагревательной спирали); 14 – тумблер подключения индикаторной панели термометра 17; 15 – мультиметр; 16 – панель управления источником питания нагревательной спирали, на ней находятся кнопка включения, ручки регулировки источника и вольтметр; 17 – индикатор термометра. При закрытых кранах 7 и 10 объем порции воздуха в сосуде остается практически постоянным (изменением объема из-за перемещения столбика воды в манометре можно пренебречь), т.е. выполняются условия для реализации изохорического процесса. При включении нагревательной спирали повышаются температура и давление воздуха в сосуде, манометр показывает при этом превышение этого давления над атмосферным. Разность давлений $d p$ между сосудом и окружающей атмосферой, выраженная в мм вод. ст., находится как разность уровней воды в правом h и левом h коленах манометра: $p_{\text{лев}} d p = - h h$

1. 7 Лекция №7(2 часа).

Тема: «Исследование изотермического процесса. Исследование групп политропных процессов».

1.7.1 Вопросы лекции:

1. Исследование изотермического процесса.
2. Исследование групп политропных процессов.

1.7.2 Краткое содержание вопросов:

1. Исследование изотермического процесса.

Изотермический газовый процесс, иногда называется в честь ученых Р.Бойля и Мариотта, является опытным газовым законом и выполняется для идеального газа. Идеальным газом называется модель реального газа, удовлетворяющая следующим требованиям: объемом всех молекул газа можно пренебречь по сравнению с объемом сосуда, в котором газ находится; молекулы обмениваются энергией посредством упругих соударений; силами взаимодействия между молекулами вне моментов столкновений можно пренебречь. Состояние идеального газа характеризуется следующими параметрами: давлением- p , объемом- V , температурой- T , количеством вещества - $\nu=m/M$. Связывает эти параметры идеального газа уравнение Менделеева-Клапейрона: $pV=(m/M)RT$ Процессом в газе называется переход газа из одного состояния (характеризуемого параметрами p_1, V_1, T_1) в другое (с параметрами p_2, V_2, T_2) Изменение параметров газа в процессе принято изображать графически, например в виде диаграммы (p, V) на рисунке 1. Если в ходе процесса число молей идеального газа и его температура не изменяются, такой процесс называется изотермическим. Он описывается законом Бойля-Мариотта: $pV=const$, (или $p_1V_1= p_2V_2$). Зависимость давления от объема определяется функцией $p= const/V$, где $const$ выражается из уравнения Менделеева-Клапейрона (и равна νRT). 5 Описание установки Лабораторная установка показана на рис. 1. Она включает в себя герметичный резервуар 1 (полупрозрачный цилиндр из пластика), составляющий единую конструкцию с датчиком изменения объема 3. Объем резервуара изменяется при движении внутри него поршня 2, осуществляемого вручную за счет вращения винта 4. С поршнем жестко связана подвижная часть датчика изменения объема, и таким образом, положение поршня в цилиндре контролируется. Давление газа измеряется датчиком абсолютного давления 5, который присоединяется к цилиндру с помощью вакуумного шланга 6. Конструкция установки ограничивает ход поршня с обеих сторон (объем резервуара меняется в пределах 30– 110 мл), что не позволяет создать в системе давление, превышающее допустимый уровень для датчика давления. Стенки резервуара обладают достаточной теплопроводностью, чтобы обеспечить равенство температуры газа температуре внешней среды при условии медленного равномерного вращения подающего поршень винта. Калибровка датчика объема учитывает объем шланга, соединяющего резервуар с датчиком давления. Именно поэтому показания датчика (на экране компьютера) примерно на 10 мл выше величины объема, измеренной по шкале на стенке резервуара. Датчик объема установки «изотерма» требует предварительной настройки. Для ее выполнения после подключения датчика к измерительному блоку следует перевести поршень в крайнее нижнее положение (до ограничителя хода). Если поршень уже находится в крайнем положении, то, вращая ручку поршня в левую сторону, необходимо выдвинуть поршень на один сантиметр вверх и снова вернуть его в крайнее нижнее положение. При этом включится индикатор готовности 7 (зеленый светодиод) на корпусе электронного блока, находящегося на кабеле датчика. Если по каким-либо причинам установка отключалась от измерительного блока, то процедуру настройки необходимо выполнить заново.

2. Исследование групп политропных процессов.

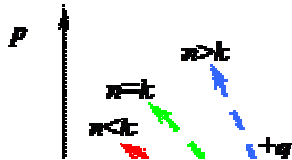
Каждому политропному процессу отвечает свой собственный закон распределения энергии и свое собственное значение n , т. е. величина n и закон распределения энергии в

политропном процессе взаимосвязаны. Отсюда и возникает возможность по величине n судить о характере распределения энергии в процессе. Наметим три характерные группы политроп:

1. показатель политропы изменяется в пределах $1 < n < k$;
2. показатель политропы изменяется в пределах $-\infty < n < 1$;
3. показатель политропы изменяется в пределах $+\infty > n > k$.

Покажем, что у каждой из намеченных групп политроп имеется свой собственный закон распределения энергии, который можно легко определить в результате следующего анализа.

Рассмотрим вначале расположение всевозможных политропных процессов по отношению к адиабатному процессу (рис. 4.4).



В pv -координатах все политропные процессы расположены или выше или ниже адиабаты. Если зафиксировать для всех политроп расширения некоторой объем, то из элементарных рассуждений следует, что если в данном процессе ($n > k$) при объеме v давление упало по отношению к адиабатному, в котором внешнее тепло не участвует ($q = 0$), то это может быть только за счет дополнительного отвода тепла ($q < 0$) в этом процессе. Наоборот, если при расширении к моменту наступления объема v , давление в политропном процессе ($n < k$) повысилось по отношению к адиабатному ($q = 0$), то это может произойти только за счет подвода тепла в этом процессе ($q > 0$). К аналогичным результатам можно прийти, если рассмотреть соответствующие политропы сжатия.

Следовательно, адиабата разделяет всевозможные политропы на две группы: первая группа политроп в pv -координатах, расположенных выше адиабаты, идет с подводом тепла ($+q$), вторая группа политроп, расположенных ниже адиабаты, идет с отводом тепла ($-q$), независимо от того, идут ли процессы сжатия или расширения. В Ts -координатах, процессы, расположенные вправо от адиабаты (с увеличением энтропии), идут с подводом тепла, влево от адиабаты (с уменьшением энтропии) идут с отводом тепла.



Если зафиксировать в ходе процессов расширения какой-то объем v , то, сопоставляя политропные процессы с изотермическими ($n=1, T=\text{const}$), можно сделать следующие выводы. Если в политропическом процессе расширения к моменту наступления v давление оказалось выше, чем в изотермическом, это может произойти только в результате повышения температуры газа, т. к. в изотермическом процессе расширения теплота сообщается газу, но $T = \text{const}$. Так как температура в этих процессах увеличивается, то и внутренняя энергия в этих процессах возрастает. Наоборот, если давление в политропном процессе лежит ниже значения давлений изотермического процесса, то это означает, что эти процессы расширения сопровождаются понижением температуры и уменьшением внутренней энергии газа. Аналогичные результаты получаются, если рассмотреть соответствующие политропы сжатия.

Итак, изотерма в pv - и Ts -координатах делит всевозможные политропы на две группы:

- первая группа политроп, лежащая выше изотермы, идет с увеличением u ($\Delta u > 0$) и ростом T ($\Delta T > 0$).

- вторая группа политроп, лежащая ниже изотермы, идет с уменьшением u ($\Delta u < 0$) и понижением T ($\Delta T < 0$).

Это правило справедливо для всех процессов как сжатия, так и расширения.

Воспользовавшись данной системой анализа, определим закон распределения энергии в каждой из намеченных групп.

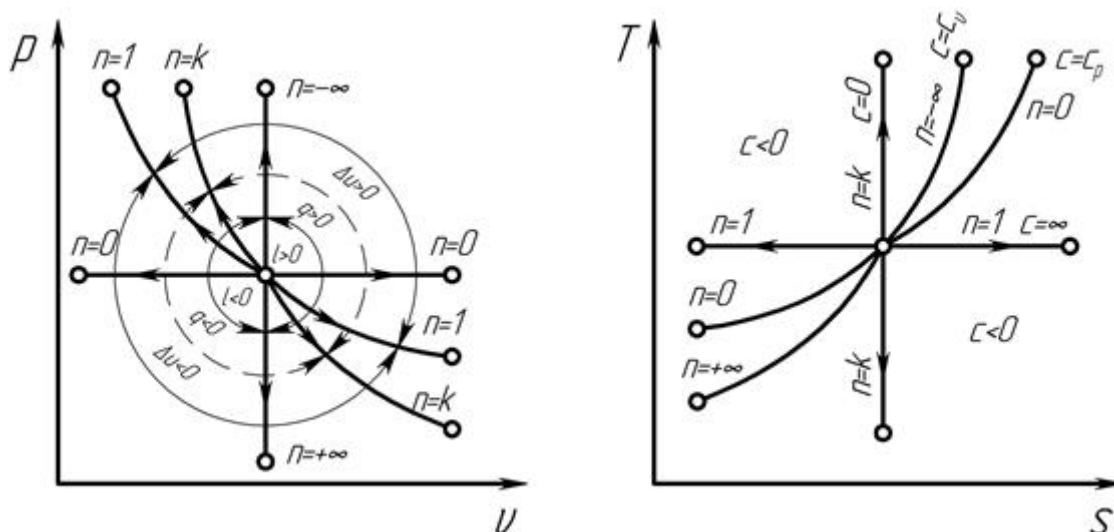


Рис. 4.6. Политропные процессы

Первая группа политропных процессов.

К этой группе относятся процессы (рис. 4.6) у которых $1 < n < k$, графики этих процессов располагаются между изотермой и адиабатой. Процессы этой группы в случае расширения газа осуществляются с подводом тепла (процессы расположены выше адиабаты) и с уменьшением внутренней энергии газа (процессы расположены ниже изотермы), т. е. согласно схеме, представленной на рис. 4.7.

Коэффициент распределения теплоты ψ у этой группы процессов будет отрицательным. Это свидетельствует о том, что тепло q и изменение внутренней энергии Δu в этих процессах имеют разные знаки.

При увеличении показателя n этой группы процессов закон распределения энергии остается постоянным, но усиливается роль в процессе внутренней энергии и уменьшается роль теплоты.

Теплоемкость газа в политропных процессах этой группы, вычисляемая по формуле:

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}$$

будет величиной отрицательной. Физически это означает, что в этих процессах, несмотря на сообщение газу теплоты, его внутренняя энергия, а с ней температура уменьшаются.

Вторая группа политропных процессов.

К этой группе относятся процессы, у которых $-\infty < n < 1$ (рис. 4.6). Графики политропных процессов второй группы располагаются между изохорой и изотермой. В процессах этой группы расширение газа осуществляется с подводом теплоты (процессы расположены выше адиабаты) и увеличением внутренней энергии газа (процессы расположены над изотермой), т.е. согласно схеме, представленной на рис.4.8.

Часть теплоты, идущей на увеличение внутренней энергии газа (ψ) величина положительная. С увеличением n у процессов этой группы закон распределения энергии сохраняется, но при этом уменьшается доля теплоты, идущей на увеличение Δu , и увеличивается доля теплоты, идущей на l . Теплоемкость газа в процессах этой группы будет величиной положительной.

Третья группа политропных процессов.

К этой группе принадлежат процессы, в которых $+\infty > n > k$ графики этих процессов лежат между адиабатой и изохорой.

Процессы этой группы в случае расширения газа осуществляются с уменьшением внутренней энергии (процессы расположены ниже изотермы) и отдачей теплоты в холодильник (процессы расположены ниже адиабаты), т.е. согласно схеме, представленной на рис. 4.9.

С увеличением показателя n этой группы процессов закон распределения энергии сохраняется, но увеличивается доля теплоты (за счет уменьшения внутренней энергии), отдаваемая в холодильник, и уменьшается доля теплоты, идущая на работу.

Теплоемкость газа этой группы процессов будет величиной положительной. Коэффициент распределения теплоты ψ у этой группы процессов величина положительная.

1. 8 Лекция №8(2 часа).

Тема: «Второй закон термодинамики».

1.8.1 Вопросы лекции:

1. Общие положения второго закона термодинамика.
2. Прямой термодинамический цикл.
3. Обратный термодинамический цикл.
4. Формулировки второго закона термодинамики.

1.8.2 Краткое содержание вопросов:

1. Общие положения второго закона термодинамика

Первый закон термодинамики, закон сохранения и превращения энергии, дают количественную характеристику превращения энергии. Однако первый закон термодинамики не указывает направления процессов и не имеет в этом отношении ограничений. Так, первый закон термодинамики не делает различий между преобразованием работы в теплоту ($l \rightarrow q$) и теплоты в работу ($q \rightarrow l$). Хотя количественные соотношения при том и другом преобразовании одинаковы, между этими преобразованиями имеется существенное различие. Превращение работы в теплоту – положительное превращение энергии, идущее естественным путем. Превращение теплоты в работу – отрицательное превращение энергии, которое осуществляется при особых условиях. Вот об этих условиях и говорит второй закон термодинамики.

Прежде чем непосредственно перейти ко второму закону термодинамики остановимся на понятиях об обратимых и необратимых процессах.

Обратимыми называются процессы, в результате совершения которых в прямом и обратном направлениях термодинамическая система возвращается в исходное состояние. Следовательно, совокупность прямого и обратного процессов не вызывает в окружающей среде никаких изменений.

В случае обратимых процессов обратный процесс представляет собой, так называемое «зеркальное отображение» прямого процесса. Если, например, в прямом процессе к системе подводится какое-то количество теплоты, то в обратном процессе от системы отводится точно такое же количество теплоты. Если в прямом процессе система совершает работу над окружающей средой, то в обратном процессе окружающая среда производит над системой работу, равную по абсолютной величине работе в прямом процессе.

Необратимыми называются процессы, при проведении которых в прямом и затем в обратном направлении система не возвращается в исходное состояние. Из повседневной практики известно, что все естественные самопроизвольные процессы, происходящие в природе, являются необратимыми. Обратимых процессов в природе не существует.

Кроме того, опыт показывает, что реальные процессы имеют определенную направленность передачи энергии. Так известно, что непосредственная самопроизвольная передача энергии между двумя системами в виде работы происходит только тогда, когда давление в системах разное. И энергия передается от системы с большим давлением к системе с меньшим давлением и никогда наоборот. Аналогичная картина наблюдается и при передаче энергии в форме теплоты: теплота сама собой переходит только от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой. Процессы эти являются неравновесными и тем больше, чем больше разность давлений или соответственно температур между взаимодействующими телами.

Таким образом, при *непосредственном взаимодействии* между телами с разными давлениями и температурами энергия передается только необратимо и обязательно в направлении меньшего давления (передача энергии в форме работы) и меньшей температуры (передача энергии в форме теплоты).

Вместе с тем, самопроизвольные процессы окружающей нас действительности идут в направлении перехода системы от менее вероятных состояний к состояниям более вероятным. **Наиболее вероятным состоянием** является такое, при котором *изолированная система находится в полном равновесии*. Полное равновесие означает отсутствие условий для протекания какого-либо процесса в системе. Отсутствие разности давлений, температур, т.е. все интенсивные свойства такой системы выравнены.

Можно утверждать и обратное, если в изолированной системе протекают процессы, приводящие систему от менее вероятных состояний к более вероятным, то такие процессы являются естественными, необратимыми.

В рассмотренных положениях заключается наиболее общая сущность второго закона термодинамики:

1. Не все процессы, не противоречащие первому закону термодинамики, протекают в действительности самопроизвольно с положительным превращением энергии. Есть процессы с отрицательным превращением энергии ($q \rightarrow l$), которые самопроизвольно идти не могут.

2. Все реальные процессы протекают в определенном направлении, задаваемом условиями равновесия. Все они идут в одном направлении – направлении достижения равновесия системы, как наиболее вероятного состояния.

3. Процессы идут до установления равновесия системы, т.е. до момента выравнивания интенсивных свойств системы (температуры, давлений).

2. Прямой термодинамический цикл

Термодинамическим циклом или *круговым процессом* называется термодинамический процесс, в котором термодинамическая система, претерпев ряд изменений, возвращается в исходное состояние. Замкнутые термодинамические процессы имеют очень большое практическое значение, так как они позволяют:

- непрерывно использовать теплоту для совершения работы,
- передавать теплоту с низшего температурного уровня на высший.

Все параметры и функции состояния, изменяясь в процессе, в конце цикла принимают свое первоначальное значение. И как было установлено ранее, в результате осуществления замкнутого термодинамического процесса внутренняя энергия системы не изменяется $\oint du = 0$, а работа, совершаемая термодинамической системой за цикл, равна суммарному количеству теплоты, полученному и отданному системой в течение цикла: $l_{\text{ц}} = q_{\text{ц}}$.

Различают прямой и обратный термодинамические циклы.

Прямой цикл реализуется в тепловых двигателях. *Тепловым двигателем* называется непрерывно действующая система, осуществляющая круговые процессы, в которых

теплота превращается в механическую работу. Очевидно, в прямом цикле система должна производить положительную работу. Рассмотрим, как строится цикл теплового двигателя.

На рис. 3.1, а изображен прямой термодинамический цикл в координатах pV , в котором показана последовательность двух процессов: ADB – процесс расширения; BCA – процесс сжатия. Из pV диаграммы видно, что на участке цикла ADB объем системы увеличивается, следовательно, работа L_1 положительна и численно равна площади $eADBf$. На участке BCA работа L_2 отрицательна, так как за счет энергии окружающей среды система возвращается в исходное состояние A . Работа L_2 равна площади $eACBf$. Так как площадь под линией ADB больше, чем площадь под линией BCA , то, следовательно, суммарная работа за цикл в рассмотренном примере положительна. Она равна площади замкнутой линии $ADBCA$.

Таким образом, при создании прямого цикла необходимо, чтобы линия процесса расширения проходила выше линии процесса сжатия, то есть, чтобы работа сжатия по абсолютной величине была меньше работы расширения:

$$l_u = l_1 - |l_2| = \text{пл. } eADBf - \text{пл. } eACBf = \text{пл. } ADBCA > 0.$$

В соответствии с первым законом термодинамики суммарное количество теплоты в прямом цикле также должно быть положительным $q_u > 0$. Поэтому на sT – диаграмме (рис. 3.1, б) прямой цикл должен быть представлен

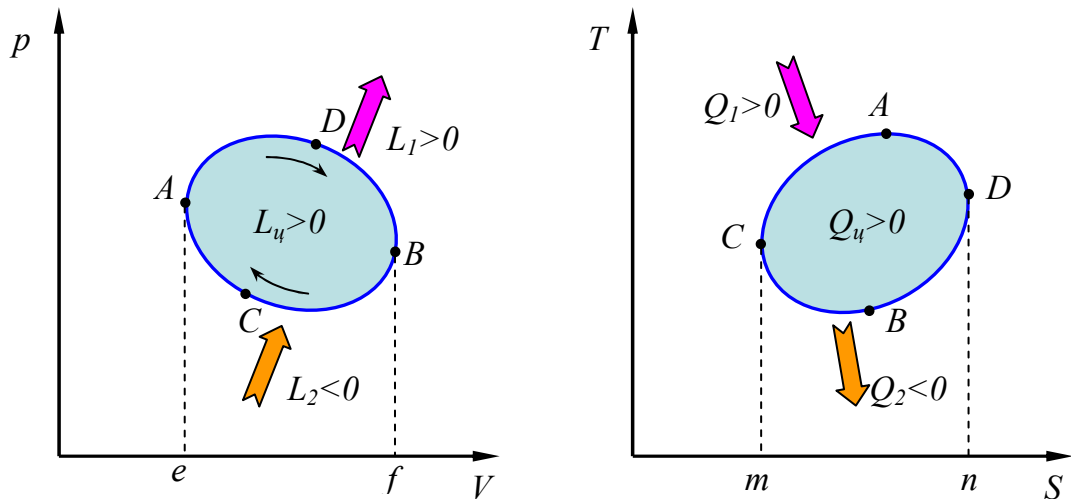


Рис. 3.1. Прямой термодинамический цикл

таким образом, чтобы подведенное к системе количество теплоты по абсолютной величине было больше, чем отведенное. Для этого линия процесса CAD , в котором теплота подводится ($ds > 0$), должна располагаться выше, чем линия процесса DBC , в котором теплота отводится ($ds < 0$).

Обозначая подведенное количество теплоты через $q_1 = \text{пл. } mCADn$, а отведенное количество теплоты через $q_2 = \text{пл. } mCBDn$, можно записать:

$$q_u = q_1 - |q_2| = \text{пл. } mCADn - \text{пл. } mCBDn = \text{пл. } CADBC > 0.$$

Так как за время цикла термодинамическая система получает из окружающей среды теплоту, эквивалентную работе, совершенной системой за цикл, то можно сказать, что в рассмотренном цикле израсходовано определенное количество теплоты для получения механической работы. Именно в этом смысле говорят, что в прямом цикле произошло превращение теплоты в работу.

Эффективность превращения теплоты в работу в прямом цикле характеризуется *термическим КПД* цикла η_t , который представляет собой отношение работы l_u , совершенной системой за цикл, к подведенному к системе количеству теплоты q_1 :

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

Термический КПД всегда меньше единицы, так как осуществление цикла неизбежно связано с отводом определенного количества теплоты q_2 от системы. Термический КПД цикла характеризует степень совершенства того или иного цикла: чем больше η_t , тем совершеннее цикл; при подводе к рабочему телу одного и того же количества теплоты q_1 в цикле, у которого η_t больше, производится большая работа l_u .

3. Обратный термодинамический цикл

Холодильными или обратными циклами называются циклы, в которых теплота переносится от холодного тела к нагретому.

Для реализации обратного цикла процесс расширения рабочего тела термодинамической системы происходит при более низком давлении, чем процесс сжатия (рис. 3.2, а). В этом случае работа на участке BDA ($L_2 = \text{пл. } eADBf$) отрицательна, а на участке ACB ($L_1 = \text{пл. } eACBf$) положительна. Так как $\text{пл. } eADBf > \text{пл. } eACBf$, то работа за цикл отрицательна:

$$l_u = l_1 - |l_2| = \text{пл. } ACBDA < 0.$$

В соответствие с первым законом термодинамики суммарное количество теплоты в этом цикле также должно быть отрицательным: $q_u < 0$. Для этого необходимо, чтобы теплота подводилась к термодинамической системе при более низкой температуре (линия CBD на рис. 3.2, б), а отводилась при более высокой температуре (линия DAC). В этом случае:

$$q_u = q_1 - |q_2| = \text{пл. } CBDAC < 0.$$

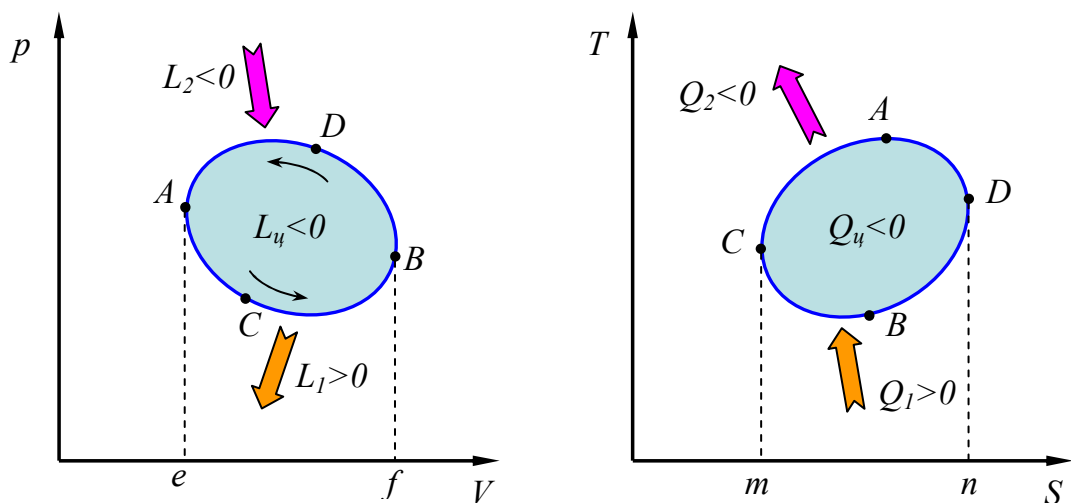


Рис. 3.2. Обратный термодинамический цикл

При осуществлении обратного цикла на участке CBD рабочее тело машины отбирает теплоту q_1 от некоторых тел в окружающей среде, а на участке CAD отдает теплоту q_2 другим телам в окружающей среде, имеющим более высокую температуру, чем первые тела. Таким способом передается теплота с низшего температурного уровня на высший, то есть охлаждаются некоторые тела в окружающей среде.

Следовательно, в обратном цикле происходит превращение работы, подведенной к машине, в теплоту. И одновременно с охлаждением одних тел в окружающей среде обязательно нагреваются другие тела, которые получают как теплоту, взятую у холодного тела, так и теплоту, в которую превратилась работа цикла:

$$q_2 = q_1 + |q_u| = q_1 + |l_u|.$$

Эффективность холодильного цикла характеризуется *холодильным коэффициентом* ε_x , который представляет собой отношение количества теплоты q_1 , воспринятого системой на низшем температурном уровне к работе l_u , воспринятой системой за цикл:

$$\varepsilon_x = \frac{q_1}{l_y} = \frac{q_1}{q_y} = \frac{q_1}{|q_2| - q_1}.$$

Холодильный коэффициент может быть как меньше, так и больше единицы, это зависит от соотношения между количествами теплоты q_1 и q_2 в цикле.

Обратный цикл может использоваться как цикл теплового насоса – машины, предназначенной для отбора теплоты от менее нагретого тела (q_1) и передачи ее более нагретому телу (q_2) за счет затраты работы цикла. Эффективность цикла теплового насоса характеризуется *отопительным коэффициентом* φ_t , представляющим собой отношение количества теплоты q_2 , передаваемого отапливаемому помещению, к затраченной работе цикла:

$$\varphi_t = \frac{q_2}{l_y} = \frac{q_2}{|q_2| - q_1}.$$

Отопительный коэффициент всегда больше единицы, так как $|q_2| > q_1$.

4. Формулировки второго закона термодинамики

Исследование любого прямого цикла теплового двигателя показывает, что круговой процесс в двигателе, в результате которого получается положительная результирующая работа, возможен лишь в случае, если на одном участке цикла имеется подвод тепла q_1 , а на другом – отвод тепла q_2 . При этом количество подведенного тепла должно быть больше, чем отведенного ($q_1 > q_2$). Без этого условия невозможно осуществить прямой цикл, т.е. цикл с положительной результирующей работой.

Таким образом, второй закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего принципа: *невозможен круговой процесс, единственным результатом которого было бы превращение теплоты в работу.*

Смысл слов «единственным результатом» заключается в том, что нельзя представить себе цикл с положительной результирующей работой, в совершении которого участвовали бы только источник тепла, рабочее тело и больше ничего.

Очевидно, должны существовать еще и другие результаты. Так, наряду с охлаждением источника теплоты должно происходить изменение термодинамического состояния, по крайней мере, одного, а то и нескольких тел, вовлеченных в этот процесс. Иными словами, переход теплоты в работу возможен лишь в том случае, если этот переход компенсируется изменением термодинамического состояния участвующих в этом процессе тел.

Следовательно, второй закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего положения: *некомпенсированный переход теплоты в работу невозможен.*

Под компенсацией понимается:

- изменение термодинамического состояния рабочего тела,
- изменение состояния какого-либо другого тела или нескольких тел,

вовлеченных в этот процесс.

Например, можно превратить теплоту в работу в отдельном незамкнутом процессе, если, нагревая рабочее тело, предоставить ему возможность расширяться и преодолевать сопротивление внешних сил. В этом случае переход теплоты в работу компенсируется увеличением объема рабочего тела, т.е. компенсацией здесь является изменение термодинамического состояния рабочего тела.

В любом прямом цикле совершается круговой процесс, в котором рабочее тело возвращается в свое начальное состояние, т.е. термодинамическое состояние рабочего тела не изменяется. В этом случае компенсацией является изменение термодинамического состояния другого тела, вовлеченного в этот процесс – холодильника, т.е. *компенсацией перехода теплоты в работу в любом прямом цикле является наличие разности температур источника и холодильника.*

Итак, первый закон термодинамики устанавливает, что существует две эквивалентные друг другу формы проявления энергии – работа и теплота ($q = l$). Вторым законом термодинамики устанавливается, что теплота при своих превращениях обладает специфичностью, заключающейся в необходимости особых условий, компенсирующих переход $q \rightarrow l$. Теплота источника может быть превращена в работу в прямом цикле, только в случае, если его температура более высокая, чем температура окружающей среды.

Это основное положение второго закона термодинамики практически осуществляется в любых тепловых двигателях путем сжигания в них соответствующих топлив.

Второй закон термодинамики можно сформулировать и в виде следующего положения: *теплота, содержащаяся в окружающей нас среде, не может быть превращена в работу теплового двигателя, если температуру всех окружающих нас предметов считать одинаковой.*

Двигатель, который производил бы механическую работу исключительно за счет теплоты окружающей среды с одинаковой температурой во всех ее точках, получил название вечного двигателя второго рода. Следовательно, из положений второго закона термодинамики вытекает следующий вывод: *вечный двигатель второго рода не существует.*

1. 9 Лекция №9(2 часа).

Тема: «Прямой и обратный циклы Карно. Свойства обратимых и необратимых циклов».

1.9.1 Вопросы лекции:

1. Прямой и обратный циклы Карно.
2. Свойства обратимых и необратимых циклов.

1.9.2 Краткое содержание вопросов:

1. Прямой и обратный циклы Карно.

Рассмотрим конкретный прямой обратимый цикл с положительной результирующей работой ($l > 0$), состоящий из двух изотермических и двух адиабатных процессов, называемый циклом Карно (рис. 3.3). Уже само сочетание процессов, образующих цикл Карно (изотермы или адиабаты), указывает на одну очень характерную особенность этого цикла, а именно, он состоит из таких процессов, в которых имеет место наиболее полное превращение располагаемой энергии в работу. Так, в изотермическом процессе расширения все внешнее тепло, а в адиабатном процессе все изменение внутренней энергии газа превращается в работу. Следовательно, эффективность цикла Карно должна быть максимальной.

Определим термический КПД цикла Карно:

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

где $q_1 = RT_1 \ln \frac{p_1}{p_2}$ – количество подводимой теплоты;

$q_2 = RT_2 \ln \frac{p_4}{p_3}$ – количество отводимой теплоты.

$$\text{Следовательно, } \eta_{tk} = \frac{RT_1 \ln \frac{p_1}{p_2} - RT_2 \ln \frac{p_4}{p_3}}{RT_1 \ln \frac{p_1}{p_2}}.$$

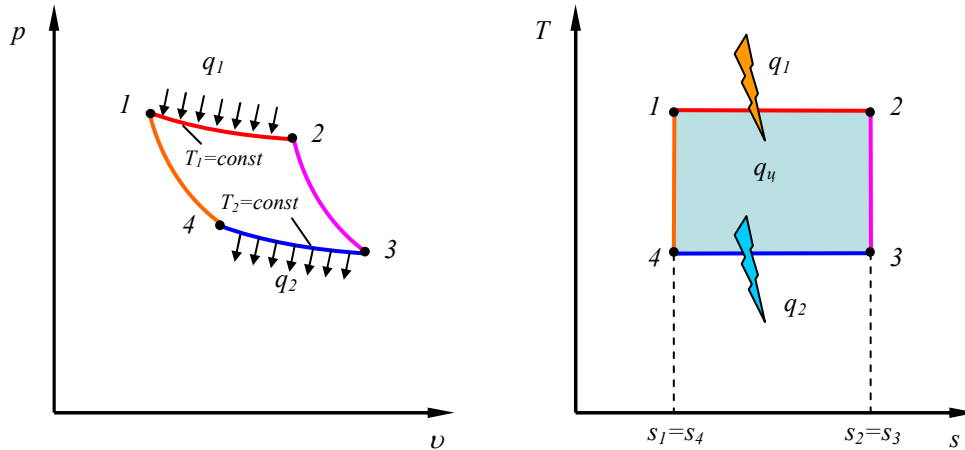


Рис. 3.3. Цикл Карно.

Можно доказать, что для цикла Карно справедливо следующее соотношение:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{p_4}{p_3}, \Rightarrow \eta_{tk} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \text{ — выражение для определения}$$

термического КПД цикла Карно.

Теорема Карно.

На основании полученного выражения формулируется теорема Карно: Термический КПД цикла Карно зависит только от температуры T_1 источника и T_2 приемника теплоты и не зависит от рода рабочего тела.

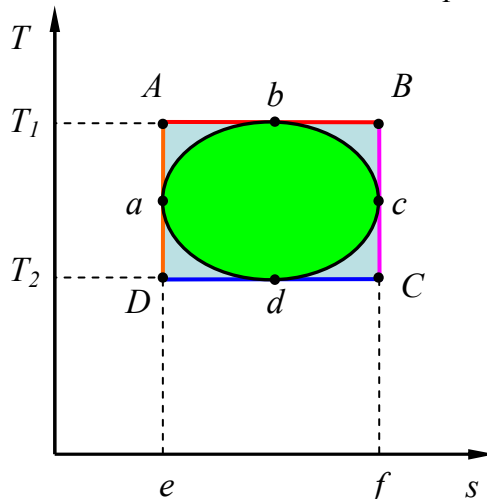


Рис. 3.4. К доказательству максимальной

термического КПД цикла Карно

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

Соответственно для произвольного цикла

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

где $|q_2| = \text{пл. } eadcf$, $q_1 = \text{пл. } eabcf$.

Кроме того, цикл Карно имеет наибольший термический КПД по сравнению с другими циклами в интервале температур $T_1 - T_2$. Для доказательства этого утверждения следует сравнить на Ts – диаграмме (рис. 3.4) цикл Карно $ABCD$ с произвольным циклом $abcd$, проходящим между теми же температурными границами. Для цикла Карно:

$$\eta_{tk} = 1 - \frac{|q_{2k}|}{q_{1k}}.$$

Сравнивая соответствующие площади, видно, что $q_{2к} < q_2$, а $q_{1к} > q_1$. \Rightarrow
 $\Rightarrow q_{2к}/q_{1к} < q_2/q_1$. Следовательно, $\eta_{к} > \eta_i$.

Итак, *эффективность превращения теплоты в работу (термический КПД) в любом другом цикле не может быть больше, чем в цикле Карно, осуществляемом в том же интервале температур.*

Фундаментальное значение полученного результата состоит в том, что он устанавливает предел КПД тепловых двигателей.

Особенности цикла Карно.

1. Цикл Карно это идеальный цикл, состоящий из обратимых термодинамических процессов, неосуществимых на практике. Следовательно, цикл Карно практически неосуществим.

2. Если бы даже цикл Карно можно было бы осуществить на практике, то вследствие его специфики он развивал бы столь малую полезную результирующую работу, что ее не хватило бы для преодоления собственного трения в механизме двигателя.

Это объясняется тем, что наклон линий изотермического и адиабатного процессов в pV – диаграмме мало отличаются, поэтому результирующая работа цикла Карно получается весьма малой.

Обратный цикл Карно.

Если совершить цикл Карно в обратном направлении, то происходит переход теплоты от холодного тела с температурой T_2 к горячему телу с температурой T_1 . Это удастся осуществить только благодаря затрате работы (результирующая работа обратного цикла отрицательна).

Изложенное позволяет сформулировать второй закон термодинамики в следующем виде: *переход теплоты от источника с низшей температурой к источнику с высшей температурой невозможен без затраты механической работы.*

2 Свойства обратимых и необратимых циклов.

Холодильными или обратными циклами называются циклы, в которых теплота переносится от холодного тела к нагретому.

Для реализации обратного цикла процесс расширения рабочего тела термодинамической системы происходит при более низком давлении, чем процесс сжатия (рис. 3.2, а). В этом случае работа на участке BDA ($L_2 = \text{пл. } eADBf$) отрицательна, а на участке ACB ($L_1 = \text{пл. } eACBf$) положительна. Так как $\text{пл. } eADBf > \text{пл. } eACBf$, то работа за цикл отрицательна:

$$l_u = l_1 - |l_2| = \text{пл. } ACBDA < 0.$$

В соответствии с первым законом термодинамики суммарное количество теплоты в этом цикле также должно быть отрицательным: $q_u < 0$. Для этого необходимо, чтобы теплота подводилась к термодинамической системе при более низкой температуре (линия CBD на рис. 3.2, б), а отводилась при более высокой температуре (линия DAC). В этом случае:

$$q_u = q_1 - |q_2| = \text{пл. } CBDAC < 0.$$

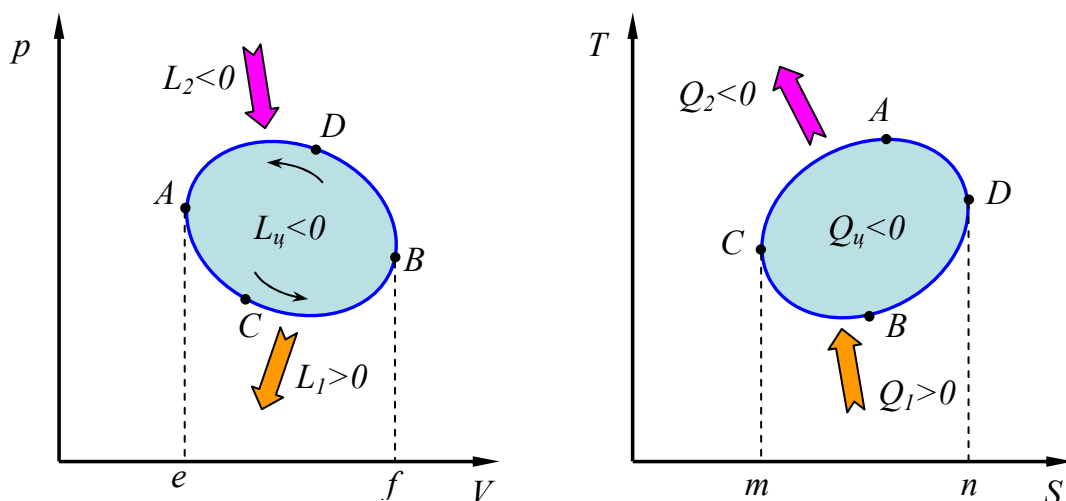


Рис. 3.2. Обратный термодинамический цикл

При осуществлении обратного цикла на участке CBD рабочее тело машины отбирает теплоту q_1 от некоторых тел в окружающей среде, а на участке CAD отдает теплоту q_2 другим телам в окружающей среде, имеющим более высокую температуру, чем первые тела. Таким способом передается теплота с низшего температурного уровня на высший, то есть охлаждаются некоторые тела в окружающей среде.

Следовательно, в обратном цикле происходит превращение работы, подведенной к машине, в теплоту. И одновременно с охлаждением одних тел в окружающей среде обязательно нагреваются другие тела, которые получают как теплоту, взятую у холодного тела, так и теплоту, в которую превратилась работа цикла:

$$q_2 = q_1 + |q_u| = q_1 + |l_u|.$$

Эффективность холодильного цикла характеризуется *холодильным коэффициентом* ε_x , который представляет собой отношение количества теплоты q_1 , воспринятого системой на низшем температурном уровне к работе l_u , воспринятой системой за цикл:

$$\varepsilon_x = \frac{q_1}{l_u} = \frac{q_1}{q_u} = \frac{q_1}{|q_2| - q_1}.$$

Холодильный коэффициент может быть как меньше, так и больше единицы, это зависит от соотношения между количествами теплоты q_1 и q_2 в цикле.

Обратный цикл может использоваться как цикл теплового насоса – машины, предназначенной для отбора теплоты от менее нагретого тела (q_1) и передачи ее более нагретому телу (q_2) за счет затраты работы цикла. Эффективность цикла теплового насоса характеризуется *отопительным коэффициентом* φ_t , представляющим собой отношение количества теплоты q_2 , передаваемого отапливаемому помещению, к затраченной работе цикла:

$$\varphi_t = \frac{q_2}{l_u} = \frac{q_2}{|q_2| - q_1}.$$

Отопительный коэффициент всегда больше единицы, так как $|q_2| > q_1$.

Цикл Карно называют идеальным, так как он лучше других циклов превращает теплоту q_1 в полезную работу. С другой стороны, из-за трудности в организации изотермических процессов он не применяется в реальном двигателе.

1.10 Лекция №10 (2 часа).

Тема: «Исследование идеальных циклов двигателей внутреннего сгорания.»

1.10.1 Вопросы лекции:

1. Методика исследования идеальных циклов двигателей внутреннего сгорания.
2. Цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера)

1.10.2 Краткое содержание вопросов:

1. Методика исследования идеальных циклов двигателей внутреннего сгорания.

В двигателях внутреннего сгорания могут быть использованы следующие циклы: со смешанным подводом теплоты как при постоянном объеме, так и при постоянном давлении;

- с подводом теплоты при постоянном объеме ($v = \text{const}$);
- с подводом теплоты при постоянном давлении ($p = \text{const}$).

Во всех перечисленных циклах отвод теплоты в цикле производится при постоянном объеме в силу того, что расширение газа происходит не полностью, и степень возможного расширения в двигателе определяется положением поршня в нижней мертвой точке.

2. Цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера)

Цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера) осуществляется в бескомпрессорных дизелях. В цилиндрах дизеля сжимается чистый воздух, и происходит самовоспламенение топлива, распыление которого осуществляется механическим путем с помощью насоса или насос-форсунки под давлением 100...150 МПа.

Топливо впрыскивается в камеру сгорания или специальные предкамеры. Процесс сгорания идет вначале с повышением давления, а затем при постоянном давлении. Осуществление такого подвода теплоты характерно для двигателей, работающих по смешанному циклу. При термодинамическом исследовании рассматривают цикл, состоящий из следующих процессов (рис. 9.14): $a-c$ – адиабатное сжатие; $c-z'$ – изохорный подвод теплоты; $z'-z$ – изобарный подвод теплоты; $z-e$ – адиабатное расширение; $e-a$ – изохорный отвод теплоты.

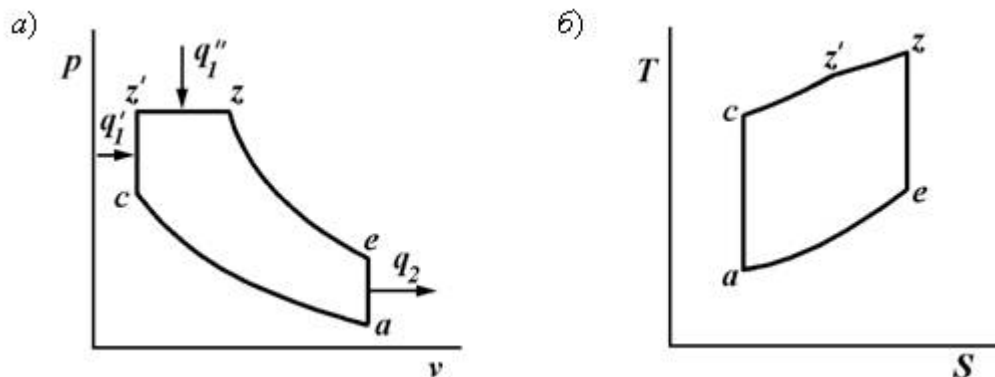


Рис. 9.14. Диаграммы работы цикла со смешанным подводом теплоты

Цикл является как бы обобщающим для всех циклов поршневых ДВС. Цикл со смешанным подводом зависит от заданного начального состояния в точке c и от параметров цикла:

- степени сжатия $\epsilon = v_a / v_c$ (степень сжатия представляет собой отношение полного объема цилиндра V_a к объему камеры сгорания V_c ; разность между полным объемом и объемом камеры сгорания дает так называемый рабочий объем цилиндра V_h);
- степени изохорного повышения давления $\lambda = p_z / p_c$;
- степени предварительного (изобарного) расширения $\rho = v_z / v_{z'}$.

Параметры рабочего тела в узловых точках цикла при рассмотрении отдельных процессов, находят по формулам:

в точке c

$$\frac{p_c}{p_a} = \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^k = \varepsilon^k; \quad p_c = p_a \varepsilon^k;$$

$$\frac{T_c}{T_a} = \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}; \quad T_c = T_a \varepsilon^{k-1};$$

в точке z'

$$\frac{p_{z'}}{p_c} = \lambda; \quad p_{z'} = p_c \lambda = p_a \varepsilon^k \lambda;$$

$$\frac{T_{z'}}{T_c} = \frac{p_{z'}}{p_c}; \quad T_{z'} = T_c \lambda = T_a \varepsilon^{k-1} \lambda;$$

в точке z

$$p_z = p_{z'}; \quad p_z = p_a \varepsilon^k \lambda;$$

$$\frac{T_z}{T_{z'}} = \frac{v_{z'}}{v_z} = \rho; \quad T_z = T_{z'} \rho = T_a \varepsilon^{k-1} \lambda \rho;$$

в точке e

$$\frac{p_e}{p_z} = \left(\frac{v_z}{v_e} \right)^k = \left(\frac{v_z}{v_c} \frac{v_c}{v_e} \right)^k = \frac{\rho^k}{\varepsilon^k}; \quad p_e = p_a \lambda \rho^k;$$

$$\frac{T_e}{T_z} = \left(\frac{v_z}{v_e} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_z}{v_c} \frac{v_c}{v_e} \right)^{k-1} = \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}}; \quad T_e = T_a \lambda \rho^k;$$

Термический КПД смешанного цикла равен:

$$\eta_{tсм} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''},$$

где

$$q_1 = q_1' + q_1''; \quad q_1' = (u_{z'} - u_c) = c_v(T_{z'} - T_c);$$

$$q_1'' = (h_z - h_{z'}) = c_p(T_z - T_{z'}); \quad q_2 = (u_e - u_a) = c_v(T_e - T_a).$$

Подставляя выражения для соответствующих температур и полагая, что теплоемкости идеального газа величины постоянные, получим:

$$\eta_{tсм} = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1}[(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]}. \quad (9.9)$$

Как видно из формулы (9.9), термический КПД цикла растет с увеличением ε и k и уменьшается с увеличением ρ . Степень изохорного повышения давления λ связана с величиной ρ . Чем больше λ , тем меньше ρ (при тех же значениях ε и q_2). Тогда с ростом λ термический КПД смешанного цикла увеличивается.

Работа теоретического цикла определяется по формуле:

$$l_{\eta} = q_1 \eta_t.$$

Отношение работы цикла к рабочему объему v_h характеризует среднее давление цикла:

$$p_{\eta} = \frac{l_{\eta}}{v_h} = \frac{l_{\eta}}{v_a - v_c} = \frac{l_{\eta}}{v_a(\varepsilon - 1)}.$$

Среднее давление смешанного цикла равно:

$$p_u = \frac{p_a \varepsilon^k}{(k-1)(\varepsilon-1)} [(\lambda-1) + k\lambda(\rho-1)] \eta_{ism} \quad (9.10)$$

Наиболее эффективным способом увеличения среднего давления цикла является повышение начального давления – наддув двигателя.

Рассмотренный идеальный цикл лежит в основе работы всех современных дизелей.

1.11 Лекция №11 (2 часа).

Тема: «Исследование идеальных циклов двигателей внутреннего сгорания.»

1.11.1 Вопросы лекции:

1. Цикл с подводом теплоты при постоянном объеме (цикл Отто)
2. Цикл с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля)
3. Сравнение циклов с изохорным и изобарным подводом тепла.

1.11.2 Краткое содержание вопросов:

1. Цикл с подводом теплоты при постоянном объеме (цикл Отто)

Цикл с подводом теплоты при постоянном объеме (цикл Отто) является частным случаем рассмотренного цикла со смешанным подводом теплоты, когда степень изобарного расширения $\rho = 1$.

По этому циклу работают двигатели, в цилиндрах которых сжимается топливно-воздушная смесь до давления 1,0... 1,5 МПа и поджигается в конце сжатия от электрической искры. Идеальный цикл Отто (рис. 9.15) состоит из процессов адиабатного сжатия ($a-c$), подвода к рабочему телу теплоты при $v = \text{const}$ ($c-z$), адиабатного расширения ($z-e$) и отдачи рабочим телом теплоты при $v = \text{const}$ ($e-a$).

Параметры в узловых точках цикла определяются так же, как и для цикла со смешанным подводом теплоты. Формулы для определения η_{tr} и p_u в этом цикле получаются из соответствующих формул для смешанного цикла при $\rho = 1$:

$$\eta_{tr} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (9.11)$$

$$p_u = \frac{p_a \varepsilon^k}{(k-1)(\varepsilon-1)} (\lambda-1) \eta_{tr}$$

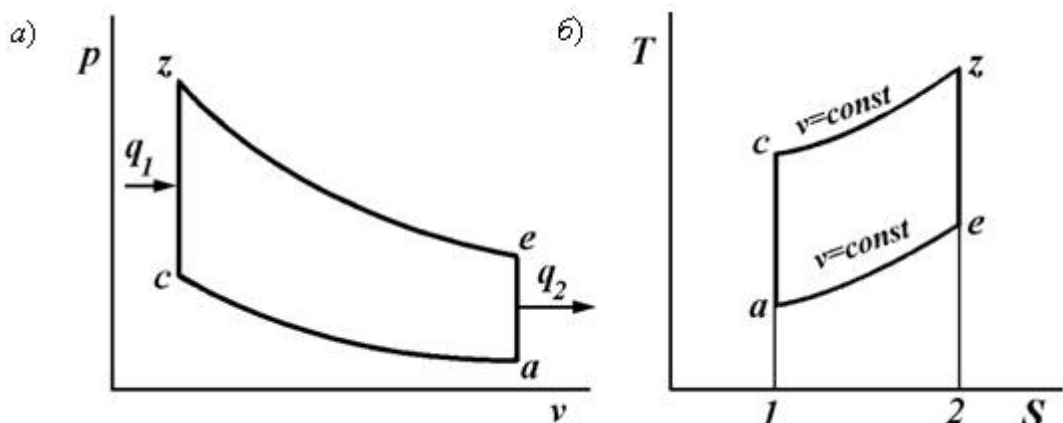


Рис. 9.15. Диаграммы работы цикла с подводом теплоты при постоянном объеме

Из выражения (9.11) видно, что термический КПД цикла с подводом теплоты при $v = \text{const}$ зависит от степени сжатия и показателя адиабаты k рабочего тела, совершающего цикл. Несмотря на то, что с увеличением степени сжатия растут термический КПД и полезная работа цикла, при больших степенях сжатия ($\varepsilon > 10$) в результате значительного повышения температуры в конце процесса сжатия может наступить самовоспламенение смеси.

Еще более существенным является то обстоятельство, что с увеличением степени сжатия, а следовательно, и с увеличением температуры в конце сжатия появляется детонация свежей рабочей смеси, которая приводит к взрывному характеру сгорания. В результате детонации процесс сгорания нарушается, мощность двигателя падает, расход топлива растет. По этой причине двигатели, работающие по циклу $v = const$, имеют вполне определенные предельные значения степени сжатия ($\epsilon = 5,5 \dots 9,0$).

Явление детонации в значительной степени зависит от сорта применяемого топлива, от его антидетонационных качеств. Поэтому сорт применяемого топлива определяет выбор предельного значения степени сжатия для двигателей легкого топлива.

2. Цикл с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля)

Цикл с подводом теплоты при постоянном давлении (цикл Дизеля) является также частным случаем обобщающего цикла при $\lambda = 1$. В двигателях дизеля отдельно сжимается воздух до давления 4,0...5,0 МПа, и смесь топлива с воздухом, сжатым во вспомогательном компрессоре. Подача топлива осуществляется так, чтобы давление в процессе сгорания оставалось постоянным.

Идеальный цикл дизеля (рис. 9.16) состоит из двух адиабат сжатия и расширения, изобары подвода теплоты и изохоры отвода теплоты. Термический КПД и среднее давление цикла из формул (9.9) и (9.10) при $\lambda = 1$ соответственно равны:

$$\eta_{tr} = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k\epsilon^{k-1}(\rho - 1)}, \quad (9.12)$$

$$p_4 = \frac{p_2 k \epsilon^k}{(k-1)(\epsilon-1)} (\rho - 1) \eta_{tr}$$

Влияние ϵ на η_{tr} такое же, как и в циклах Тринклера и Отто, т.е. с увеличением степени сжатия увеличивается и термический КПД цикла. При увеличении степени предварительного расширения (ρ), как видно из формулы (9.12), термический КПД цикла должен падать.

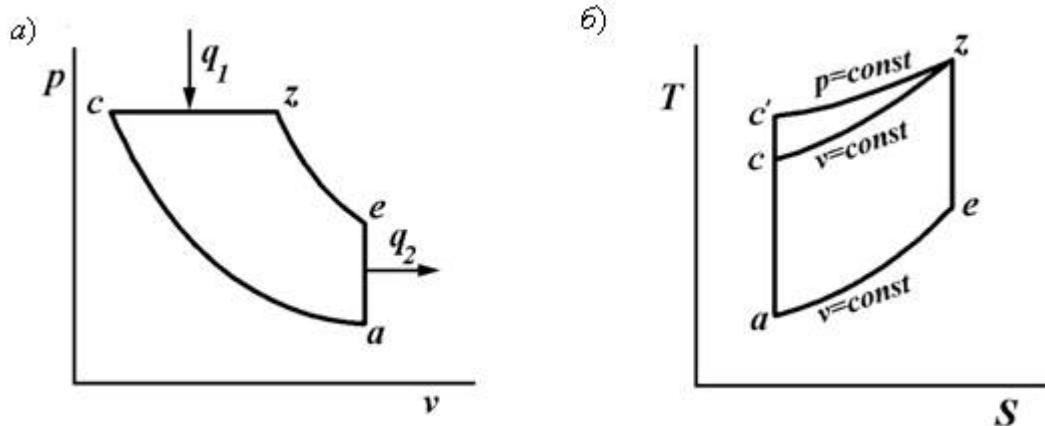


Рис. 9.16. Диаграммы работы цикла с подводом теплоты при постоянном давлении

При постоянной степени сжатия увеличение ρ вызовет увеличение объема v_z , который зависит от подводимого количества теплоты q_1 . При увеличении q_1 увеличивается объем v_z , вместе с ним увеличивается и работа цикла. Таким образом, возрастание ρ приводит к увеличению работы и уменьшению термического КПД.

Сопоставляя значения термических КПД циклов с подводом теплоты при $v = const$ и $p = const$, видим, что они различаются множителем:

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

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

Термодинамическая эффективность каждого из рассмотренных циклов зависит от конкретных условий его осуществления. Целесообразнее сравнивать циклы при различных степенях сжатия ϵ , но при одинаковых максимальных давлениях и температурах и одинаковом отведенном количестве теплоты q_2 .

Из TS -диаграммы (рис. 9.17) следует, что наибольший термический КПД будет у цикла с подводом теплоты при $p = const$:

$$\eta_{tr} > \eta_{tr} > \eta_{tr}.$$

КПД смешанного цикла имеет промежуточное значение по сравнению с циклами с подводом теплоты при $p = const$ и $v = const$.

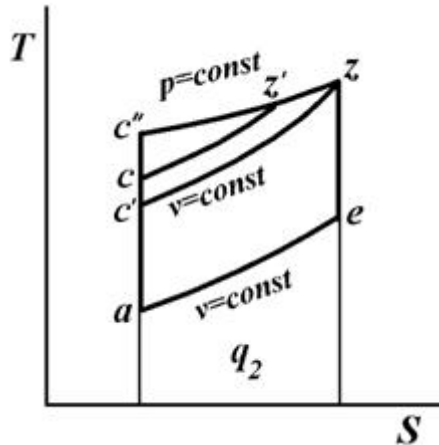


Рис. 9.17. Сравнение циклов при различных степенях сжатия

При оптимальных степенях сжатия (для цикла Отто $\epsilon < 10$, для цикла Дизеля $\epsilon = 16$ и для смешанного $\epsilon = 22$):

$$\lambda_v = 3,2 \dots 4,2; \quad \lambda_{cm} = 1,6 \dots 2,0; \quad \rho_{cm} = 1,3 \dots 1,7,$$

$$\eta_{tr} > \eta_{tr} > \eta_{tr},$$

что видно из рис. 9.18. Поэтому все выпускаемые сейчас дизели работают по смешанному циклу.

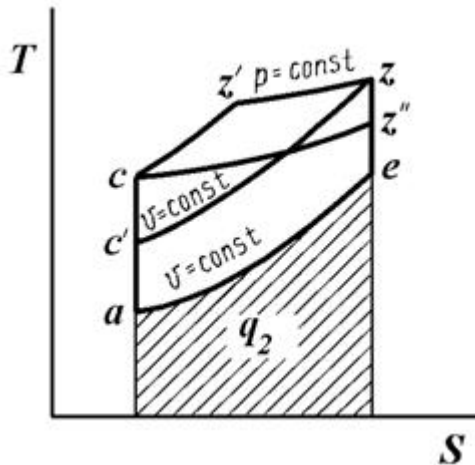


Рис. 9.18. Диаграмма работы циклов при оптимальных степенях сжатия

3. Сравнение циклов с изохорным и изобарным подводом тепла.

Исследование работы реального поршневого двигателя целесообразно производить по так называемой индикаторной диаграмме (снятой с помощью

специального прибора - индикатора). Индикаторная диаграмма двигателя, работающего со сгоранием топлива при постоянном объеме, представлена на рис.1.

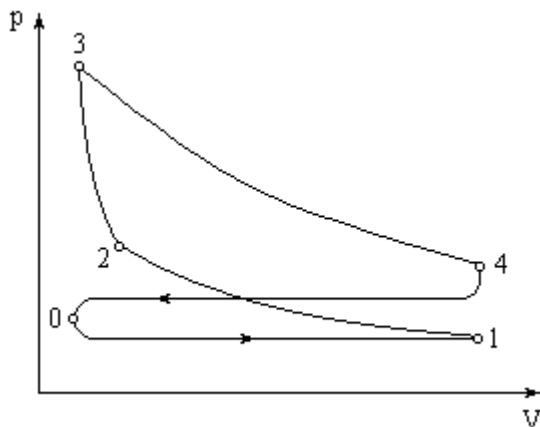


Рис.1

При движении поршня от верхней мертвой точки к нижней происходит всасывание горючей смеси (линия 0-1). Эта линия не является термодинамическим процессом, так как основные параметры при всасывании не изменяются, а изменяются только масса и объем смеси в цилиндре. Кривой 1-2 (линия сжатия) изображается процесс сжатия (поршень движется от нижней мертвой точки к верхней). В точке 2 от электрической искры происходит мгновенное воспламенение горючей смеси (при постоянном объеме). Этот процесс изображается кривой 2-3. В ходе этого процесса температура и давление резко возрастают. Процесс расширения продуктов сгорания на индикаторной диаграмме изображается кривой 3-4, называемой линией расширения. В точке 4 происходит открытие выхлопного клапана, и давление в цилиндре уменьшается до наружного давления. При дальнейшем движении поршня (от нижней мертвой точки к верхней) через выхлопной клапан происходит удаление продуктов сгорания из цилиндра при давлении несколько большем давления окружающей среды. Этот процесс на диаграмме изображается кривой 4-0 и называется линией выхлопа.

В данном случае рабочий процесс совершается за четыре хода поршня (такта). Коленчатый вал делает за это время два оборота. В связи с чем, рассмотренные двигатели называются четырехтактными.

Из анализа работы реального двигателя видно, что рабочий процесс не является замкнутым и в нем присутствуют все признаки необратимых процессов: трение, теплообмен при конечной разности температур, конечные скорости поршня и проч.

Так как в термодинамике исследуются лишь идеальные обратимые циклы, то для исследования цикла ДВС примем следующие допущения: рабочее тело -идеальный газ с постоянной теплоемкостью; количество рабочего тела постоянно; между рабочим телом и источниками теплоты имеет место бесконечно малая разность температур; подвод теплоты к рабочему телу производится не за счет сжигания топлива, а от внешних источников теплоты. То же самое справедливо и для отвода теплоты.

Принятые допущения приводят к изучению идеальных термодинамических циклов ДВС, что позволяет производить сравнение различных двигателей и определять факторы, влияющие на их кпд. Диаграмма, построенная с учетом указанных выше допущений, будет уже не индикаторной диаграммой двигателя, а pV - диаграммой его цикла.

Рассмотрим идеальный термодинамический цикл ДВС с изохорным подводом теплоты. Цикл в pV координатах представлен на рис. 2.

Идеальный газ с начальными параметрами p_1, v_1, T_1 сжимается по адиабате 1-2. В изохорном процессе 2-3 рабочему телу от внешнего источника теплоты передается количество теплоты q_1 . В адиабатном процессе 3-4 рабочее тело расширяется до

первоначального объема $v_4=v_1$. В изохорном процессе 4-1 рабочее тело возвращается в исходное состояние с отводом от него теплоты q_2 в теплоприемник.

Характеристиками цикла являются:

$\varepsilon = v_1 / v_2$ - Степень сжатия;

$\lambda = p_3 / p_2$ - Степень повышения давления;

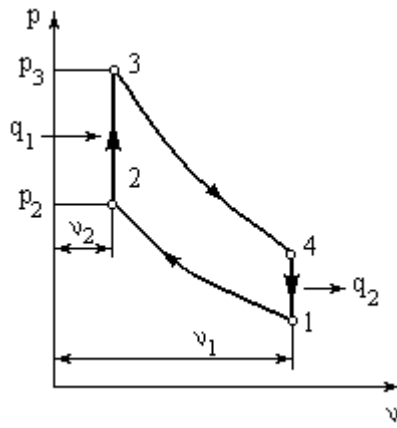


Рис. 2

Количество подведенной и отведенной теплоты определяются по формулам:

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

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

Подставляя эти значения теплот в формулу для термического кпд, получим:

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

Найдем параметры рабочего тела во всех характерных точках цикла.

Точка 2.

$$v_2 = v_1 / \varepsilon \quad p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}.$$

откуда получаем

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

Точка 3.

$$v_3 = v_2; \quad p_3 = p_2 \lambda = p_1 \varepsilon^k \lambda; \quad \frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda.$$

откуда получаем

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

Точка 4.

$$v_4 = v_1; \quad p_4 = p_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^k = p_3 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k = \frac{p_3}{\varepsilon^k} = p_1 \lambda; \quad \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

откуда получаем

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

С учетом найденных значений температур формула для кпд примет вид

$$\eta_{t, \text{Otto}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Формула 1.

Из последнего соотношения следует, что термический кпд увеличивается с возрастанием степени сжатия ε и показателя адиабаты k .

Однако повышение степени сжатия в двигателях данного типа ограничивается возможностью преждевременного самовоспламенения горючей смеси. В связи с чем, рассматриваемые типы двигателей имеют относительно низкие кпд. В зависимости от рода топлива степень сжатия в таких двигателях изменяется от 4 до 9.

Работа цикла определяется по формуле:

$$l_{\pi} = q_{\pi} = c_p (T_3 - T_2) \left(1 - \frac{1}{\epsilon^{\frac{1}{\gamma-1}}} \right)$$

Циклы с подводом теплоты при постоянном объеме применяются в карбюраторных типах двигателей с использованием принудительного воспламенения от электрической искры.

1. 12 Лекция №12(2 часа).

Тема: «Циклы паросиловых установок».

1.12.1 Вопросы лекции:

1. Принципиальная схема паросиловой установки.
2. Цикл Ренкина.

1.1.2 Краткое содержание вопросов:

1 Принципиальная схема паросиловой установки.

Современная стационарная теплоэнергетика базируется в основном на паровых теплосиловых установках. Продукты сгорания топлива в этих установках являются лишь промежуточным теплоносителем (в отличие от ДВС и ГТУ), а рабочим телом служит чаще всего водяной пар.

Циклы Карно и Ренкина насыщенного пара. Регенерация теплоты. Цикл Карно насыщенного пара можно было бы осуществить следующим образом (рис. 7.11). Теплота от горячего источника подводится при постоянной температуре T_1 по линии 5-1, в результате чего вода с параметрами точки 5 превращается в сухой насыщенный пар с параметрами точки 1. Пар адиабатно расширяется в турбине до температуры T_2 , совершая техническую работу $l_{\text{мех}}$ и превращаясь во влажный пар с параметрами точки 2.

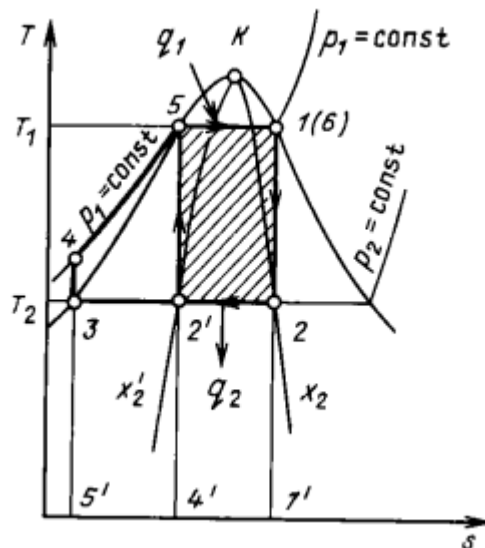


Рис. 7.11 Циклы Карно и Ренкина насыщенного водяного пара в T, s -диаграмме.

Этот пар поступает в конденсатор, где отдает теплоту холодному источнику (циркулирующей по трубкам охлаждающей воде), в результате чего его степень сухости уменьшается от x_2 до x'_2 . Изотермы в области влажного пара являются одновременно и изобарами, поэтому процессы 5-1 и 2-2' протекают при постоянных давлениях p_1 и p_2 . Влажный пар с параметрами точки 2' сжимается в компрессоре по линии 2'-5, превращаясь в воду с температурой кипения. На практике этот цикл не осуществляется прежде всего потому, что в реальном цикле вследствие потерь, связанных с

неравновесностью протекающих в нем процессов, на привод компрессора затрачивалась бы большая часть мощности, вырабатываемой турбиной.

Значительно удобнее и экономичнее в реальном цикле конденсировать пар до конца по линии 2-3, а затем насосом увеличивать давление воды от p_2 до p_1 по линии 3-4. Поскольку вода несжимаема, точки 3 и 4 почти совпадают, и затрачиваемая на привод насоса мощность оказывается ничтожной по сравнению с мощностью турбины (несколько процентов), так что практически вся мощность турбины используется в качестве полезной. Такой цикл был предложен в 50-х годах прошлого века шотландским инженером и физиком Ренкиным и почти одновременно Клаузиусом. Схема теплосиловой установки, в которой осуществляется этот цикл, представлена на рис. 7.12. (На этой схеме показана также возможность перегрева пара в пароперегревателе 6-1, которая в цикле насыщенного пара не реализуется).

Теплота в этом цикле подводится по линии 4-5-6 (см. рис. 7.11) в паровом котле ПК, пар поступает в турбину Т и расширяется там по линии 1-2 до давления p_2 , совершая техническую работу $l_{\text{тех}}$. Она передается на электрический генератор ЭГ или другую машину, которую вращает турбина. Отработавший в турбине пар поступает в конденсатор К, где конденсируется по линии 2-3, отдавая теплоту конденсации холодному источнику (охлаждающей воде). Конденсат забирается насосом Н и подается снова в котел (линия 3-4 на рис. 7.11).

Термический КПД цикла Ренкина, естественно, меньше, чем η цикла Карно при тех же температурах T_1 и T_2 , поскольку средняя температура подвода теплоты уменьшается при неизменной температуре отвода. Однако реальный цикл (с учетом неравновесности сжатия пара в компрессоре в цикле Карно) оказывается экономичнее.

Теоретически термический КПД цикла Ренкина можно сделать равным КПД цикла Карно с помощью регенерации теплоты, если осуществить расширение пара не по адиабате 1-2, как в обычной турбине,

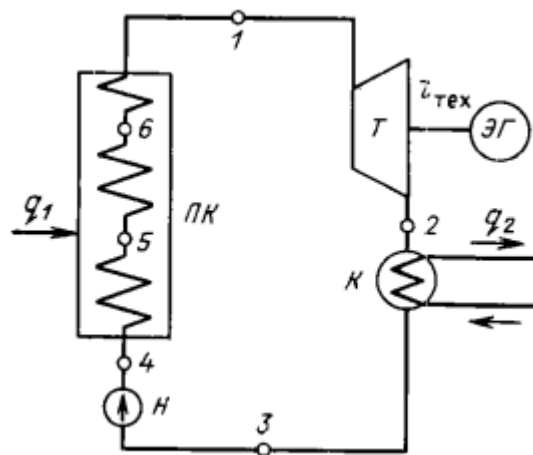


Рис. 7.12 Схема паросиловой установки: ПК- паровой котел, Т – паровая турбина; ЭГ – электрогенератор; К – конденсатор; Н- насос.

а по политропе 1- 7 (рис. 7.13), эквидистантной линии 4-5 нагрева воды, и всю выделяющуюся при этом теплоту (площадь 1-1'-7'-7) передать в идеальном (без потерь эксергии) теплообменнике воде (площадь 3'-3-5-5').

На практике такую идеальную регенерацию осуществить не удастся, однако в несколько ином виде регенеративный подогрев воды применяется очень широко и позволяет существенно увеличить КПД реального цикла. К сожалению, цикл насыщенного водяного пара обладает весьма низким КПД из-за невысоких температур насыщения. Например, при давлении 9,8 МПа температура насыщения составляет 311 °С.

При температуре холодного источника, равной 25°С,

$$\eta_{\text{Карно}} = 1 - \frac{(273 + 25)}{(273 + 311)} = 0,49.$$

Дальнейшее увеличение температуры T_1 а значит, и давления p_1 не имеет смысла, ибо, мало увеличивая КПД, оно приводит к утяжелению оборудования из условий прочности, а также к уменьшению количества теплоты q_1 , забираемой каждым килограммом воды в процессе испарения 5-1 (из-за сближения точек 5 и 1 на рис. 7.13 и 7.14 по мере повышения температуры). Это значит, что для получения той же мощности необходимо увеличивать расходы воды и пара, т. е. габариты оборудования.

При температуре, превышающей критическую (для воды $t_{\text{кр}} = 374,15^\circ \text{C}$, Рис. 7.13. Идеальная регенерация теплоты в цикле насыщенного пара что соответствует давлению 22,1 МПа),

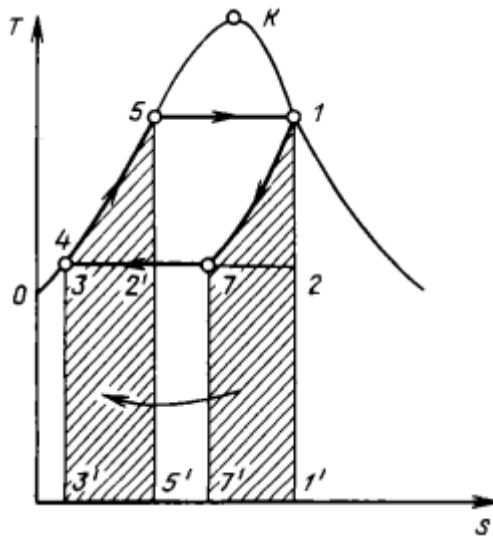


Рис. 7.13 Идеальная регенерация теплоты в цикле насыщенного пара

цикл на насыщенном паре вообще невозможен. Поэтому цикл насыщенного пара (регенеративный) применяется в основном в атомной энергетике, где перегрев пара выше температуры насыщения связан с определенными трудностями.

Между тем металлы, которыми располагает современное машиностроение, позволяют перегревать пар до 550— 600 $^\circ\text{C}$. Это дает возможность уменьшить потери эксергии при передаче теплоты от продуктов сгорания к рабочему телу и тем самым существенно увеличить эффективность цикла. Кроме того, перегрев пара уменьшает потери на трение при его течении в проточной части турбины. Все без исключения тепловые электрические станции на органическом топливе работают сейчас на перегретом паре, а иногда пар на станции перегревают дважды и даже трижды. Перегрев пара все шире применяется и на атомных электростанциях, особенно в реакторах на быстрых нейтронах.

2 Цикл Ренкина.

Изображения идеального цикла перегретого пара в p -, v -, T -, s - и h -, s -диаграммах приведены на рис. 7.14 и 7.15. Этот цикл отличается от цикла Ренкина на насыщенном паре (см. рис. 7.11) только наличием дополнительного перегрева по линии 6-1. Он осуществляется в пароперегревателе, являющемся элементом парового котла. Термический КПД цикла определяется, как обычно, по уравнению $\eta_t = (q_1 - q_2)/q_1$. Теплота q_1 подводится при $p = \text{const}$ в процессах 4-5 (подогрев воды до температуры кипения), 5-6 (парообразование) и 6-1 (перегрев пара). Теплота q_1 подведенная к 1 кг

рабочего тела в изобарном процессе, равна разности энтальпий в конечной и начальной точках процесса: $q_1 = h_1 - h_4$.

Отвод теплоты в конденсаторе осуществляется также по изобаре 2-3, следовательно, $q_2 = h_2 - h_3$.

Термический КПД цикла $\eta_t = \frac{[(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)]}{(h_1 - h_3)}$. Если не учитывать ничтожного

повышения температуры при адиабатном сжатии воды в насосе, то $h_3 = h_4$ и

$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2)}{(h_1 - h_3)} = \frac{(h_1 - h_2)}{(h_1 - h'_2)}$, где $h'_2 = h_3$ — энтальпия кипящей воды при давлении p_2 .

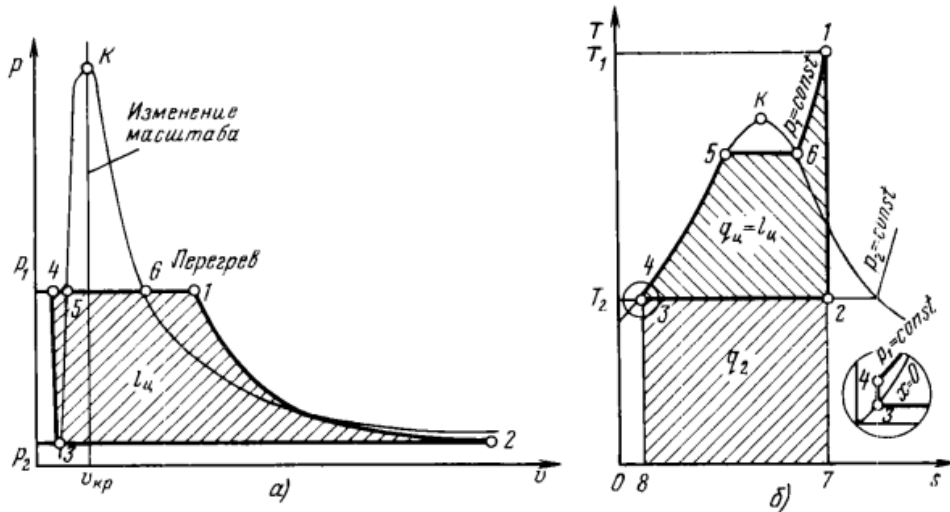


Рис. 7.14 Цикл Ренкина на перегретом паре: а- в p, v -диаграмме, б- в T, s -диаграмме

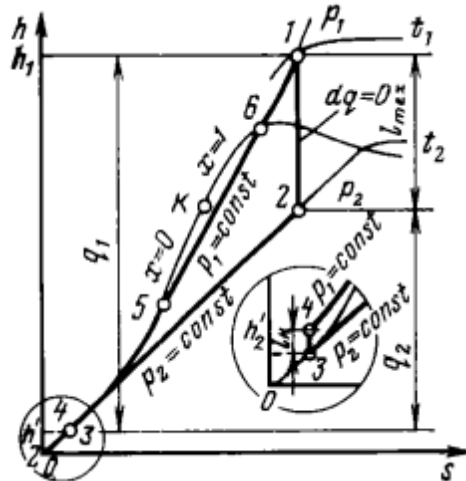


Рис. 7.15 Цикл Ренкина в h, s -диаграмме

Из последней формулы η_t видно, что КПД идеального цикла Ренкина определяется значениями энтальпий пара до турбины h_1 и после нее h_2 и энтальпии воды h'_2 , находящейся при температуре кипения t_2 . В свою очередь эти значения определяются тремя параметрами цикла: давлением p_1 и температурой t_1 пара перед турбиной и давлением p_2 за турбиной, т. е. в конденсаторе.

В самом деле, зная p_1 и t_1 , легко отыскать положение точки 1 в h, s -диаграмме и найти энтальпию h_1 (см. рис. 7.15). Пересечение адиабаты, проведенной из точки 1, с

изобарой p_2 определяет положение точки 2, т. е. энтальпию h_2 . Наконец, энтальпия h'_2 воды, закипающей при давлении p_2 , зависит только от этого давления.

Перегрев пара увеличивает среднюю температуру подвода теплоты в цикле, не меняя температуру отвода теплоты. Поэтому термический КПД паросиловой установки возрастает с увеличением температуры пара перед двигателем.

С увеличением давления пара перед турбиной p_1 при постоянных t_1 и p_2 полезная работа цикла возрастает, т. е. $l'''_{\text{мех}} > l''_{\text{мех}} > l'_{\text{мех}}$ (рис. 7.16). В то же время количество подведенной за цикл теплоты q_1 несколько уменьшается за счет уменьшения энтальпии перегретого пара h_1 . Поэтому чем выше давление p_1 тем больше КПД идеального цикла Ренкина.

На рис. 7.16 видно, что большему давлению перед турбиной соответствует более высокая влажность выходящего из нее пара. При $p_1 = p'_1$ из турбины выходит перегретый пар; при $p_1 = p''_1$ он получается уже слегка влажным, а при $p_1 = p'''_1$ степень сухости его x''' значительно меньше единицы. Содержание капелек воды в паре увеличивает потери от трения его в проточной части турбины. Поэтому одновременно с повышением давления пара за паровым котлом необходимо повышать и температуру его перегрева, чтобы поддерживать влажность выходящего из турбины пара в заданных пределах. С этой же целью пар, частично расширившийся в турбине, возвращают в котел и снова перегревают (уже при меньшем давлении), осуществляя так называемый вторичный (а иногда и третичный) подогрев. Одновременно это повышает термический КПД цикла.

Турбины атомных электростанций, работающие на насыщенном паре, имеют специальную конструкцию, позволяющую отводить выделяющуюся при конденсации воду.

При уменьшении давления p_2 пара за турбиной уменьшается средняя температура t_2 отвода теплоты в цикле, а средняя температура подвода теплоты меняется мало. Поэтому чем меньше давление пара за турбиной, тем выше КПД паросиловой установки.

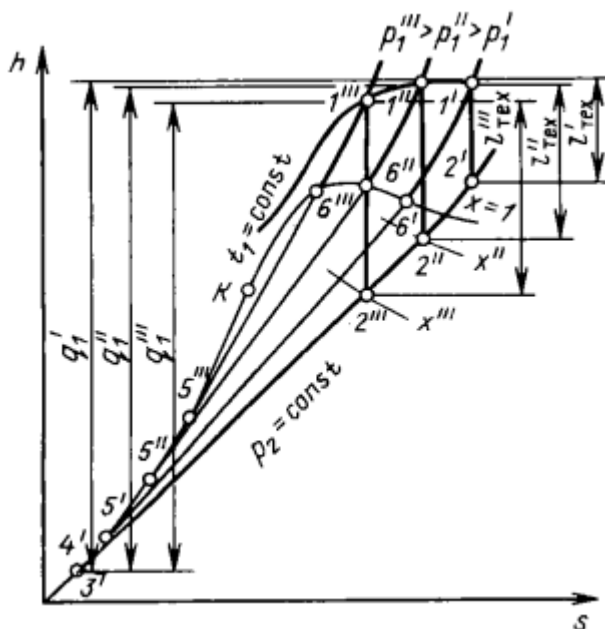


Рис. 7.16 Влияние давления перегретого пара на параметры цикла Ренкина

1. 13 Лекция №13(2 часа).

Тема: «Влияние параметров пара на эффективность использования тепла.»

1.13.1 Вопросы лекции:

1. Влияние параметров пара на эффективность использования тепла.
2. Повторный перегрев пара.
3. Основы теплофикации.

1.13.2 Краткое содержание вопросов:

1. Влияние параметров пара на эффективность использования тепла.

Преобразование энергии органического или ядерного топлива в механическую при помощи водяного пара осуществляется в паровых силовых установках (п. с. у.), которые являются базой современной крупной энергетики. Принципиальная схема простейшей паросиловой установки показана на рис. 8.1.

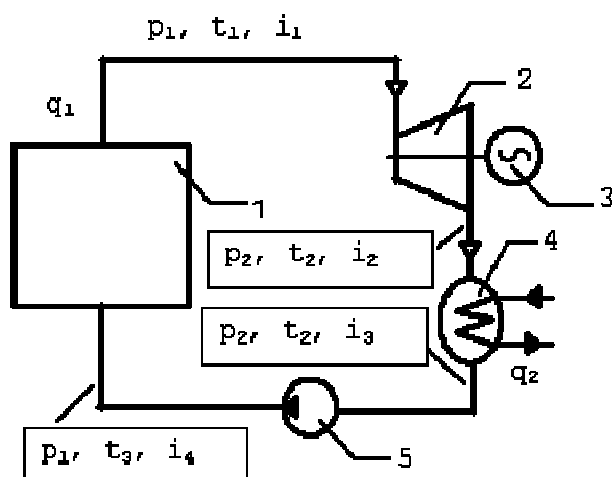


Рис. 8.1. Принципиальная тепловая схема паросиловой установки

при постоянных давлении p_2 и температуре t_2 в жидкость, которая с помощью насоса 5 подается в паровой котёл 1. В дальнейшем цикл повторяется.

На рис. 8.2 приведена схема паровой турбины. Турбинные установки предназначены для преобразования энергии рабочего тела (пара, газа), имеющего высокое давление и температуру, в механическую энергию вращения ротора турбины. Турбины используют в качестве двигателей электрогенераторов, турбокомпрессоров, воздуходувок, насосов.

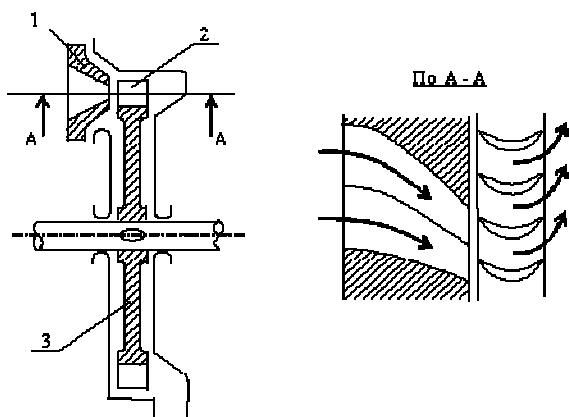


Рис. 8.2. Схема одноступенчатой турбины активного типа

В паровом котле 1 вода превращается в перегретый пар с параметрами p_1 , t_1 , i_1 , который по паропроводу поступает в турбину 2, где происходит его адиабатное расширение до давления p_2 с совершением технической работы, приводящей во вращательное движение ротор электрического генератора 3. Затем пар поступает в конденсатор 4, который представляет собой трубчатый теплообменник. Внутренняя поверхность трубок конденсатора охлаждается циркулирующей водой.

В конденсаторе при помощи охлаждающей воды от пара отнимается теплота парообразования и пар переходит

теплота парообразования и пар переходит

Водяной пар с высоким давлением и температурой поступает в сопло 1, при истечении из которого его давление снижается, а кинетическая энергия увеличивается. Струя пара направляется на закреплённые на диске 3 ротора турбины лопатки 2, отдавая им часть своей кинетической энергии, которая через лопатки передается вращающемуся ротору.

Обычно турбина имеет несколько сопел, составляющих сопловый аппарат. Рабочие лопатки расположены по всей окружности диска и образуют рабочую решётку. Сопловый аппарат и рабочая решётка составляют ступень турбины, а

каналы для прохода газа - проточную часть турбины.

Турбины бывают одноступенчатые и многоступенчатые, активного и реактивного типов.

В активных турбинах процесс расширения пара происходит только в соплах, а в реактивных - в соплах и в каналах рабочих лопаток.

2. Повторный перегрев пара.

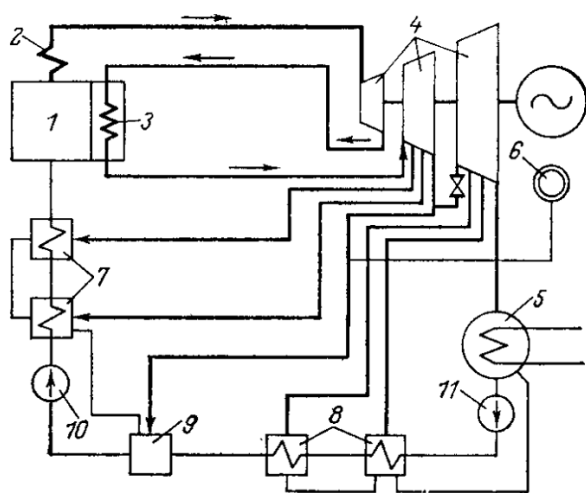
Промежуточный перегрев пара используют для уменьшения конечной влажности пара в последних ступенях паровой турбины.

Острый пар совершает работу в ступенях цилиндра высокого давления, после чего уходит в котельный агрегат для повторного перегрева, который производится при постоянном давлении до температуры, обычно сходной с температурой первичного пара. После перегрева пар из котла возвращается в турбину и расширяется в ней до конечного давления.

При начальных параметрах пара 12,75 МПа (130 кгс/см²) и 565°С в турбинах мощностью 150 и 200 МВт промежуточный перегрев до 565°С теоретически дает экономию топлива около 7% по сравнению с установкой при тех же начальных параметрах без промперегрева. С учетом потерь давления в трубопроводах и промежуточном перегревателе эта экономия снижается до 4%.

Существует несколько способов промежуточного перегрева пара: **газовый**, **паровой** и с **промежуточным теплоносителем**.

В нашей стране применяется преимущественно **газовый** промежуточный перегрев, при котором пар после соответствующих ступеней турбины отводится в тот же котельный агрегат в специальный промежуточный перегреватель. Принципиальная тепловая схема с газовым промежуточным перегревателем и регенеративным подогревом питательной воды представлена на следующем рисунке:



На рисунке обозначены:

- 1 — Паровой котёл;
- 2 — пароперегреватель парового котла;
- 3 — вторичный пароперегреватель парового котла;
- 4 — цилиндры паровой турбины;
- 5 — конденсатор;
- 6 — тепловой потребитель;
- 7 — регенеративные подогреватели высокого давления;
- 8 — регенеративные подогреватели низкого давления;
- 9 — деаэратор;
- 10 — питательный насос;
- 11 — конденсатный насос.

полностью используется. Таким образом, при повышении конечного давления уменьшается работа **1 кг пара** в турбине и **термический К.П.Д. теплофикационного цикла** понижается, однако в этом цикле основная потеря теплоты **q₂** *отсутствует*.

Экономичность теплофикационной установки характеризуется коэффициентом использования тепла К, который представляет собой отношение суммарной теплоты, пошедшей на работу **l_ц** и использованной тепловыми потребителями **q_{2,к}** теплоте **q₁** сообщенной пару в парогенераторе:

$$K = \frac{l_{ц} + q_2}{q_1} \quad (13.31)$$

Из уравнения (13.31) следует, что в *теплофикационных установках* теоретическое значение коэффициента использования теплоты **К=1**. В *конденсационных установках* коэффициент использования теплоты **К** равен *термическому К.П.Д.* и поэтому значение его *не может быть больше 0,5*, т.е. **К < 0,5**. Приведенные значения величины **К** указывают на *огромные преимущества теплофикационных установок в сравнении с чисто конденсационными*.

1. 14 Лекция №14(2 часа).

Тема: «Влажный воздух.»

1.14.1 Вопросы лекции:

1. Общие понятия
2. Характеристика влажного воздуха
3. Параметры влажного воздуха
4. Тепловлажностные характеристики
5. id- диаграмма влажного воздуха

1.14.2 Краткое содержание вопросов:

1. Общие понятия.

Влажный воздух — это двухкомпонентная смесь, состоящая из сухого воздуха и водяного пара. Свойства влажного воздуха необходимо знать при исследовании процессов сушки материалов, при расчетах охлаждения оборотной циркуляционной водой, а также при вентиляции помещений с избыточными выделениями влаги и т. п.

Влажный воздух — один из частных случаев газовой смеси. Для практики представляет интерес влажный воздух при давлениях, близких к атмосферному, и температурах от минус 50 °С до плюс 100...150 °С. При этих параметрах сухой воздух может находиться только в газообразном состоянии, а вода — в газообразном, жидком или твердом агрегатном состоянии в зависимости от температуры смеси.

Для рассматриваемых параметров с достаточной для технических расчетов точностью можно рассматривать водяной пар, содержащийся во влажном воздухе, как идеальный газ, так же как и сухой воздух. Поэтому влажный воздух как рабочее тело подчиняется уравнению состояния идеальных газов

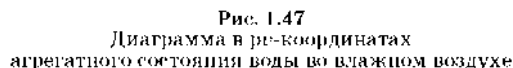
$$pV = MRT,$$

а давление влажного воздуха $p_{в. в.}$, Па, — закону Дальтона

$$p_{в. в.} = p_{с. в.} + p_{в. п.},$$

где $p_{в. в.}$ — давление влажного воздуха; $p_{с. в.}$ — парциальное давление сухой части воздуха; $p_{в. п.}$ — парциальное давление водяного пара.

Агрегатное состояние воды во влажном воздухе как термодинамической системе видно на диаграмме в p^v -координатах (рис. 1.47). Линия 1-2 на этой диаграмме — изотерма, а температуры в точках 1 и 2 равны между собой ($T_1 = T_2$). Пар с параметрами точки 1 — насыщенный пар,



гретым паром (точка 2) той же температуры. Поэтому в насыщенном воздухе парциальное давление пара ($p_{\text{в. н.}}^{\text{нас}}$) является максимальным при данной температуре, и в этих условиях таким же является возможное количество водяного пара на единицу объема.

Пар, состояние которого определяется в области, лежащей правее линии $x = 1$, является перегретым, а воздух в этой области представляет собой смесь сухого воздуха и перегретого пара. Если такой воздух охлаждать, например, при постоянном давлении (линия 2-3), то при некоторой температуре T_3 он станет насыщенным (точка 3). Эта температура (T_3) называется **температурой точки росы** T_p ($T_3 = T_p$).

Понижение температуры воздуха ниже T_p (линия 3-4) вызывает конденсацию водяного пара (образуется туман и выпадает роса). Агрегатное состояние водяных паров во влажном воздухе при атмосферном давлении как термодинамической системе будет зависеть от температуры смеси. С понижением температуры в соответствии с таблицей насыщенного водяного пара уменьшается и парциальное давление пара, а это, как будет показано ниже, ведет к уменьшению содержания водяных паров в воздухе. При отрицательных температурах часть воды (в виде тумана) может находиться в твердой фазе, так как ее мельчайшие капельки имеют свойство, переохлаждаясь, сохранять жидкую фазу (туман в зимний период года) и при встрече с ядром кристаллизации мгновенно замерзнуть.

Таким образом, влага может находиться в воздухе в трех агрегатных состояниях:

- перегретого и насыщенного пара;
- жидкой фазы (туман);
- твердой фазы (мельчайших кристалликов воды).

Смесь сухого воздуха и перегретого водяного пара — это **ненасыщенный влажный воздух**. Смесь сухого воздуха и насыщенного водяного пара — это **насыщенный влажный воздух**.

2. Характеристики влажного воздуха

Абсолютная влажность D , кг/м³ — масса водяного

пара, $M_{n,n}$, содержащегося в единице объема воздуха V :

$$D = \frac{M_{\text{Б.П.}}}{V}.$$

Относительная влажность φ , % — отношение абсолютной влажности к максимально возможной абсолютной влажности при данной температуре воздуха t , °C:

$$x = \frac{M_{\text{в.п.}} / \mu_{\text{в.п.}}}{M_{\text{с.в.}} / \mu_{\text{с.в.}}},$$

$$x = \frac{M_{\text{в.п.}} / 18,116}{M_{\text{с.в.}} / 29,96} = \frac{M_{\text{в.п.}}}{M_{\text{с.в.}}} \cdot \frac{18,116}{29,96} = 1,61d;$$

$$d = 0,622x.$$

$$V_{\text{в.п.}}$$

$$\varphi = \frac{D}{D_{\text{max}}} 100.$$

Относительную влажность можно определить также отношениями

$$\varphi = \frac{\rho}{\rho_{\text{нас}}} 100 = \frac{p_{\text{в.п.}}}{p_{\text{нас}}} 100,$$

где $\rho, p_{\text{в.п.}}$ — плотность и парциальное давление водяного пара; $\rho_{\text{нас}}, p_{\text{нас}}$ — плотность и парциальное давление водяного пара насыщенного влажного воздуха.

Молярное влагосодержание x , кмоль/кмоль — отношение массы водяного пара к массе сухого воздуха с учетом их молярных масс:

где $\mu_{\text{в.п.}}, \mu_{\text{с.в.}}$ — молярные массы водяного пара и сухого воздуха ($\mu_{\text{в.п.}} = 18,016$; $\mu_{\text{с.в.}} = 28,96$); тогда

Влагосодержание d граммов водяного пара на 1 кг сухого воздуха — масса водяного пара, $M_{\text{в.п.}}$, содержащегося в единице массы сухого воздуха $M_{\text{с.в.}}$.

Если записать уравнения состояния отдельно для пара и сухого воздуха, входящих в объем влажного воздуха

$$p_{\text{в.п.}} V_{\text{в.п.}} = M_{\text{в.п.}} R_{\text{в.п.}} T_{\text{в.п.}};$$

$$p_{\text{с.в.}} V_{\text{с.в.}} = M_{\text{с.в.}} R_{\text{с.в.}} T_{\text{с.в.}}$$

$$\frac{p_{\text{в.п.}}}{p_{\text{с.п.}}} = \frac{M_{\text{в.п.}} R_{\text{в.п.}}}{M_{\text{с.п.}} R_{\text{с.в.}}}.$$

и почленно разделить одно уравнение на другое, то получим

Учитывая, что $d = M_{\text{в.п.}} / M_{\text{с.в.}}$, а также то, что $R_{\text{с.в.}} = 287$ Дж/(кг·град), $R_{\text{в.п.}} = 462$ Дж/(кг·град) и $p_{\text{с.в.}} = p_{\text{бар}} -$

$$d = 0,622 \frac{p_{\text{в.п.}}}{p_{\text{бар}} - p_{\text{в.п.}}}.$$

$- p_{\text{в.п.}}$, получим уравнение для определения влагосодержания

Из уравнения (1.173) видно, что влагосодержание влажного воздуха d зависит от парциального давления в нем водяного пара, $p_{\text{в.п.}}$, при одном и том же барометрическом давлении $p_{\text{бар}}$, которое, в свою очередь, зависит от температуры.

Если влагосодержание во влажном воздухе сохраняется постоянным, а температура воздуха повышается, то относительная влажность воздуха будет уменьшаться, так как с ростом температуры растет парциальное давление насыщения водяного пара.

Степень насыщения ψ — отношение влагосодержания d к максимально возможному влагосодержанию влажного воздуха при данной температуре $d_{\text{нас}}$:

$$\psi = \frac{d}{d_{\text{нас}}}.$$

Если температура влажного воздуха не слишком велика ($t_{\text{в.в.}} \leq 60^\circ\text{C}$), то влагосодержание насыщения тоже мало ($d_{\text{нас}} \leq 30$ г на 1 кг с. в), и тем более мало парциальное давление насыщения водяных паров ($p_{\text{в.п.}} \leq 4,5$ кПа) по сравнению с нормальным барометрическим давлением ($p_{\text{бар}} = 101,325$ кПа). Поэтому считают, что степень насыщения влажного воздуха равна относительной влажности ($\psi = \varphi$).

3. Параметры влажного воздуха

Поскольку влажный воздух — термодинамическая система, то она оценивается следующими параметрами.

Масса влажного воздуха $M_{в.в.}$, кг — сумма массовых долей сухого воздуха и водяного пара во влажном воздухе:

$$M_{в.в.} = m_{с.в.} M_{с.в.} + m_{в.п.} M_{в.п.}$$

Если за массу сухого воздуха принять один килограмм, $m_{с.в.} = 1$ кг, а массовую долю водяного пара выразить в килограммах через влагосодержание $m_{в.п.} = d \cdot 10^{-3}$; так

как влагосодержание $d = m_{в.п.} / M_{с.в.}$, тогда $M_{с.в.} = 1$ кг, а

$$M_{в.п.} = d \cdot 10^{-3} \text{ кг, откуда следует}$$

$$V_{с.в.} = V_{с.в.} = V_{в.п.} = V.$$

$$\nu_{в.п.} = \frac{V_{в.п.}}{M_{в.п.}} = \frac{V}{M_{с.в.} + d \cdot 10^{-3}},$$

$$\rho_{в.в.} \approx \rho_{с.в.},$$

$$\rho_{в.в.} = \frac{M_{в.в.}}{V_{в.в.}} = \frac{M_{с.в.} + M_{в.п.}}{V_{в.в.}};$$

$$\rho_{в.в.} = \rho_{с.в.} + \frac{d \cdot 10^{-3}}{V} = \rho_{с.в.} + \rho_{в.п.}$$

$$M_{в.в.} = M_{с.в.}$$

$$M_{в.п.} = 1 + d \cdot 10^{-3}.$$

Тогда $M_{в.в.} = 1 + 30 \cdot 10^{-3} \approx 1,03$ кг, следовательно, в практических расчетах $M_{в.в.}$ можно принимать как массу сухого воздуха с точностью до 3%:

Объем влажного воздуха $V_{в.в.}$, м³. Воздух занимает все гда конкретный объем (помещения, оборудования, вентиляционных каналов), поэтому

Плотность $\rho_{в.в.}$, кг/м³:

Так как доля водяного пара мала, то в инженерных расчетах можно принять но следует помнить, что $\rho_{в.п.} < \rho_{с.п.}$, так как $\mu_{в.п.} < \mu_{с.п.}$.

Удельный объем $\nu_{в.в.}$, м³/кг:

в инженерных расчетах можно принимать

$$\nu_{в.в.} = \nu_{с.в.}$$

Температура $T_{в.п.}$, К:

$$T_{с.в.} = T_{с.в.} = T_{в.п.} = T.$$

Давление $P_{в.п.}$, Па, по закону Дальтона

$$P_{в.в.} = P_{с.в.} + P_{в.п.}$$

Молярная масса $\mu_{в.в.}$, кмоль:

$$\mu_{в.в.} = (R_{с.в.} \mu_{с.в.}) + (R_{в.п.} \mu_{в.п.}),$$

где $R_{с.в.}$, $R_{в.п.}$ — объемные доли сухого воздуха и водяного пара.

Объемные доли могут быть выражены через отношение парциального давления каждого компонента к давлению смеси газа (влажного воздуха), тогда

$$r_{с.в.} = \frac{P_{с.в.} - P_{в.п.}}{P_{в.в.}} \text{ и } r_{в.п.} = \frac{P_{в.п.}}{P_{в.в.}},$$

и отсюда

$$\mu_{в.в.} = 28,26 \frac{P_{с.в.} - P_{в.п.}}{P_{в.п.}} + 18,016 \frac{P_{в.п.}}{P_{в.в.}}.$$

4. Тепловлажностные характеристики

Тепловлажностными характеристиками влажного воздуха являются удельная массовая изобарная теплоемкость и удельная энтальпия.

Удельная массовая изобарная теплоемкость c_p , кДж/ (кгК), которая относится к $(1 + d \cdot 10^{-3})$ килограмму влаж

ного воздуха или к 1 килограмму сухого воздуха; равна сумме теплоемкостей массовых долей сухого воздуха и водяного пара во влажном воздухе:

$$c_{п. в.} = m_{с. п.} c_{п. в.} + m_{в. п.} c_{в. п.},$$

или

$$c_{п. в.} = c_{с. п.} + (d \cdot 10^{-3}) c_{в. п.}.$$

Для инженерных расчетов можно принять $c_{п. в.} \approx c_{с. п.} \approx 1,05$. (1.183б)

Удельная энтальпия i , кДж/кг, равна сумме энтальпий массовых долей сухого воздуха и водяного пара во влажном воздухе:

$$i_{в. в.} = (1 \cdot i_{с. в.}) + (d \cdot 10^{-3} i_{в. п.}),$$

$$i_{в. в.} = (c_{с. в.} T) + \{(d \cdot 10^{-3}) \cdot [(c_{в. п.} T) + r]\},$$

где r — удельная теплота парообразования, кДж/кг.

В системе измерений СИ

$$i_{в. в.} = (1,05 \cdot T) + \{(d \cdot 10^{-3}) \cdot [(1,8 \cdot T) + 2500]\}.$$

5. id-диаграмма влажного воздуха

Все параметры воздуха можно определить аналитически, но в проектной практике широкое распространение получил **графоаналитический** метод — с помощью id-диаграммы влажного воздуха (см. рис. 1.48). Эта диаграмма была предложена профессором Л. К. Рамзиным в 1918 г. и широко применяется в расчетах систем вентиляции, отопления, кондиционирования воздуха (ВОК) и процессов сушки.

В основу построения диаграммы легли два уравнения: влагосодержания (1.173) и

удельной энтальпии влажного воздуха (1.185):

$$d = 0,622 \frac{P_{в. п.}}{P_{в. п.} - P_{в. п.}};$$

$$i_{в. в.} = (1,05 \cdot T) + \{(d \cdot 10^{-3}) \cdot [(1,8 \cdot T) + 2500]\}.$$

Диаграмма **id** графически связывает следующие параметры:

- влагосодержание d , г/кг (с. в.);
- удельную энтальпию i , кДж/кг (с. в.);
- температуру, $t^{\circ}\text{C}$;
- относительную влажность φ , %;
- парциальное давление водяных паров $P_{в. п.}$, кПа.

По оси абсцисс откладывается влагосодержание d , г/кг (с. в.), а по оси ординат — удельная энтальпия влажного воздуха i , кДж/кг (с. в.) и температура $t^{\circ}\text{C}$. За начало отсчета удельной энтальпии принята нулевая точка, в которой $d = 0$, $i = 0$, $t = 0$.

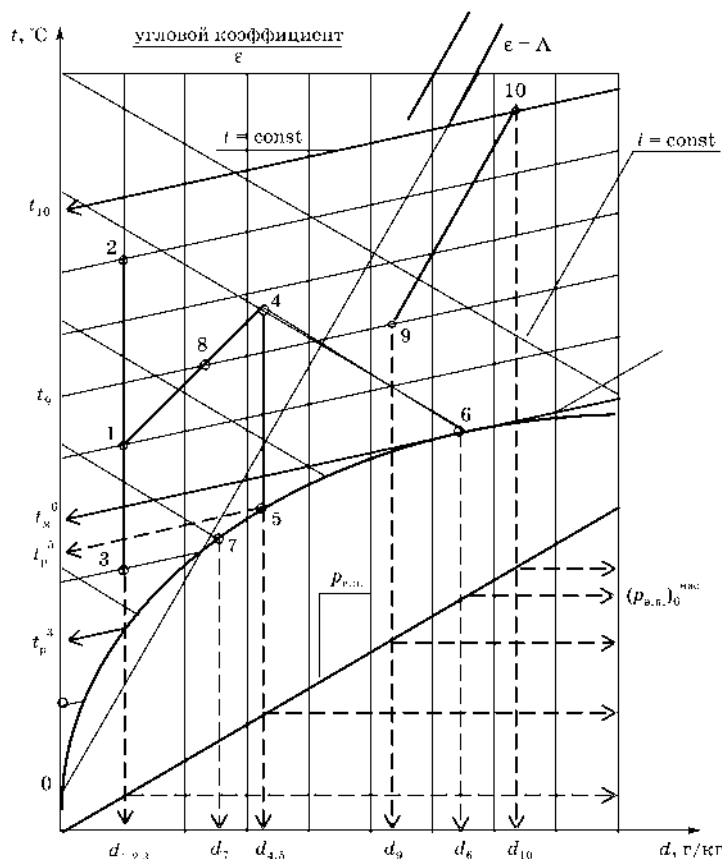


Рис. 1.48
Отображение процессов, происходящих в вентиляции:

1-2 нагрев при $d = \text{const}$; 1-3 охлаждение при $d = \text{const}$; 4-6 охлаждение и увлажнение при $i = \text{const}$ (адиабатный процесс) до температуры мокрого термометра t_m ; 4-5 — охлаждение при $d = \text{const}$ до температуры точки росы t_p ; 1-8-4 — смешение воздуха двух состояний (1 и 4) до состояния 8; 9-10 — построение изменения тепловлажностного состояния воздуха от начального состояния 9 по лучу процесса $\epsilon - \Lambda$ до искомой точки 10.

При построении диаграммы принята косоугольная система координат, так как в такой системе область влажного ненасыщенного воздуха занимает большую площадь диаграммы. Через точки на оси ординат проводятся линии постоянной удельной энтальпии ($i = \text{const}$) под углом 135° к линии постоянного влагосодержания ($d = \text{const}$). После нанесения сетки из линий $i = \text{const}$ и $d = \text{const}$ на диаграмму наносятся линии постоянной температуры — изотермы ($t = \text{const}$) и кривые постоянной относительной влажности ($\phi = \text{const}$). Уравнение энтальпии показывает, что изотермы — прямые линии. В нижней части диаграммы нанесена линия парциальных давлений водяного пара $p_{в.п.}$, кПа.

Кривая, соответствующая $\phi = 100\%$, делит диаграмму на две части. Справа от линии расположена область влажного ненасыщенного воздуха, слева — область влажного насыщенного воздуха.

Кроме того, по диаграмме можно найти параметры насыщения:

- температуру насыщения t_p при $d = \text{const}$, т. е. температуру точки росы;
- температуру насыщения t_m при $i = \text{const}$, т. е. температуру мокрого термометра;
- парциальное давление $p_{в.п.}^{\text{нас}}$ насыщения водяными парами воздуха при $t = \text{const}$.

По двум любым параметрам на диаграмму наносится точка, которая характеризует тепловлажностное состояние данного воздуха, и по этой точке можно определить все остальные параметры (рис. 1.48).

Например, возьмем точку A с параметрами воздуха $t = 20^\circ\text{C}$, $\phi = 50\%$. Находим следующие параметры воздуха: $i \ll 39$ кДж/кг, $d \ll 7,3$ г/кг (с. в.). Опускаясь от точки A вниз по $d = \text{const}$ до линии парциального давления водяного пара, далее по горизонтали

определим парциальное давление водяного пара воздуха $P_{в.п.}=1,18$ кПа. Для определения $P_{в.п.}^{нас.}$ из точки A идем по линии $t = \text{const}$ до пересечения с кривой $\varphi = 100\%$, затем опускаемся по $d = \text{const}$ до линии парциального давления водяного пара, далее по горизонтали определим парциальное давление насыщения водяного пара воздуха $P_{в.п.}^{нас.}=1,6$ кПа. Движение от точки A по $i = \text{const}$ до кривой $\varphi = 100\%$ и далее по $t = \text{const}$ даст температуру мокрого термометра $t_m = 13,7^\circ\text{C}$, а движение по $d = \text{const}$ до пересечения с кривой $\varphi = 100\%$ и далее — по $t = \text{const}$, покажет температуру точки росы $t_p = 9,3^\circ\text{C}$.

Диаграмма $i-d$ применяется в расчетах вентиляции и кондиционирования воздуха.

Основные процессы, протекающие в вентиляции (рис. 1.48):

- нагрев воздуха (в калориферах и объеме вентилируемого помещения) и охлаждение воздуха (в теплообменниках и объеме вентилируемого помещения) при $d = \text{const}$ (1-2 — нагрев, 1-3 — охлаждение);
- увлажнение (в форсуночных камерах и объеме вентилируемого помещения) — адиабатный процесс при $i = \text{const}$ (линия 4-6);
- смешение двух состояний воздуха 1 и 4 (в приточной камере и объеме вентилируемого помещения). Точка смеси 8 делит отрезок прямой, соединяющей состояния (1-4), на части обратно пропорционально массовым расходам воздуха в точках 1 и 4.

Изменение тепловлажностного состояния воздуха (переход от одного состояния в другое) идет по **лучу процесса** (угловому коэффициенту).

Аналитически луч процесса выражается через тепловлажностное отношение ϵ , кДж/кг (влаги):

$$\epsilon = \frac{\sum Q_n}{M_{H_2O}},$$

где $\sum Q_n$ — избыток полной теплоты, кДж, определенной из теплового баланса в помещении; M_{H_2O} — масса водяного пара, кг.

На диаграмме ϵ показывает отношение изменения энтальпии воздуха к изменению влагосодержания:

$$\epsilon = \frac{\Delta i}{\Delta d} 10^3 = \frac{i_k - i_n}{d_k - d_n} 10^3.$$

Если $i_n = 0$, тогда $d_n = 0$,

$$\epsilon = \frac{i_k}{d_k} 10^3,$$

следовательно, все лучи процессов на диаграмме исходят из нулевой точки.

Диапазон ϵ на $i-d$ -диаграмме лежит в пределах от $+\infty$ до $-\infty$. На диаграмме показаны только направления лучей процессов (для того чтобы не затенять диаграмму).

Изменения i и d могут происходить при различных значениях Q_n и M_{H_2O} . Однако новые значения ϵ расположены на диаграмме параллельно друг другу.

Чтобы построить луч процесса, необходимо:

- вычислить тепловлажностное отношение ϵ , кДж/(кг вл.), по формуле (1.186а);
- найти луч процесса на диаграмме, соответствующий этому значению ϵ ;
- восстановить луч процесса на диаграмме, соединив искомый луч с нулевой точкой;
- через искомую точку провести линию, параллельную этому лучу.

Для определения воздухообмена в помещении при одновременном поступлении в его объем избыточного тепла и влаги (при общеобменной смешивающей вентиляции) удобно пользоваться значением тепловлажностного отношения ϵ .

Если $\epsilon \geq 8200$, то расчет воздухообмена необходимо вести только на разбавление избыточного тепла. При $\epsilon \leq 2400$ — только на разбавление влагоизбытков.

Использовать тепловлажностное отношение ϵ в расчетах воздухообменов следует, только если $2400 \leq \epsilon \leq 8200$.

1. 15 Лекция №15(2 часа).

Тема: «Компрессоры.»

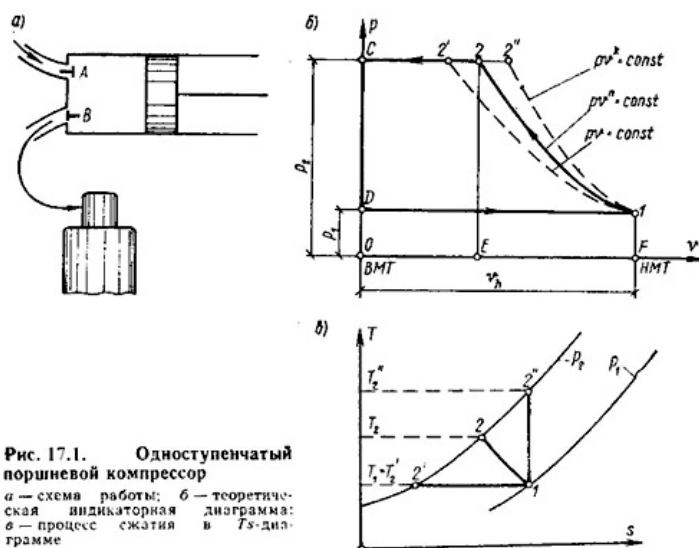
1.15.1 Вопросы лекции:

1. Объемный компрессор.
2. Лопаточный компрессор.

1.15.2 Краткое содержание вопросов:

1. Объемный компрессор.

Сжатый воздух получается с помощью различного типа компрессоров. Компрессоры низкого давления называют вентиляторами и применяют для перемещения и подачи воздуха в калориферы сушильных установок, воздухоподогреватели, топки, а также для преодоления сопротивления движению газов, чтобы обеспечить тягодутьевой режим в различных установках. По принципу устройства и работы компрессоры делятся на две группы – *объемные* и *лопаточные*. Объемные компрессоры подразделяются на *поршневые* и *роторные*, а лопаточные – на *центробежные* и *осевые* (аксиальные). Несмотря на конструктивные различия термодинамические принципы их работы аналогичны между собой. Объемный компрессор – это компрессор статического сжатия, которое происходит в нем вследствие уменьшения объема, где заключен газ. **Одноступенчатый поршневой компрессор.** На рис.17.1,а показана принципиальная схема одноступенчатого поршневого компрессора. Коленчатый вал компрессора приводится во вращение от электродвигателя или от поршневого двигателя внутреннего сгорания. При движении поршня от ВМТ к НМТ в цилиндр с охлаждаемой рубашкой через автоматически открывающийся клапан *A* из окружающей среды всасывается газ. Нагнетательный клапан *B* закрыт под действием давления газов в резервуаре, которое больше атмосферного. При обратном движении поршня от НМТ к ВМТ газ начинает сжиматься, давление его увеличивается, и всасывающий клапан закрывается. Процесс сжатия продолжается до тех пор, пока давление в цилиндре не станет равным (практически несколько больше) давлению в резервуаре. Тогда клапан *B* открывается, и начинается процесс нагнетания сжатого газа в резервуар до тех пор, пока поршень не придет в ВМТ.



Рассмотрим рабочий процесс в pV - координатах для идеального одноступенчатого компрессора (идеального в том смысле, что в нем не учитываются потери на трение, а утечки газа и объем вредного пространства (объем между крышкой цилиндра и днищем поршня при его положении его в ВМТ) принимаются равными нулю, т. е. на рис.17.1,б положение ВМТ будет совпадать с осью ординат). Обозначим: V_h - рабочий (полезный) объем цилиндра; P_1 — давление окружающей среды; P_2 - давление газа в резервуаре; процессы: D - 1 - всасывание; 1-2 - сжатие; 2-С - нагнетание. С началом нового хода поршня снова открывается всасывающий клапан, давление в цилиндре падает от P_2 до P_1 теоретически мгновенно, т. е. по вертикали С-D, и рабочий процесс повторяется, завершаясь, таким образом, за два последовательных хода поршня. Следовательно, компрессор представляет собой двухтактную машину. Площадь теоретической индикаторной диаграммы D-1-2-С, которая графически изображает круговой процесс, измеряет работу, расходуемую компрессором за один оборот его вала. Нужно иметь в виду условность названия кругового процесса (цикла) компрессора, так как всасывание и нагнетание не являются термодинамическими процессами, поскольку они происходят при переменном количестве газа. В этом состоит отличие индикаторной диаграммы от p -диаграммы, которая строится для постоянного количества рабочего тела. В индикаторной диаграмме D-1-2-С сжатие газа 1-2 - термодинамический процесс, ибо в нем участвует постоянное количество газа. Очевидно, что при одном и том же конечном давлении P_2 конечный объем x_2 будет различен в зависимости от характера кривой процесса сжатия 1-2, а значит, будет различна и работа, затрачиваемая на привод компрессора.

Как следует из рис. 17.1б, наиболее выгодным процессом сжатия по затрате работ извне для привода компрессора является изотермический процесс 1-2'. В этом случае соблюдаются также идеальные условия для сохранения качества смазочных масел (вязкость, температура вспышки и др.). Однако изотермическое сжатие газа в компрессоре практически неосуществимо, и кривая сжатия обычно располагается между изотермой и адиабатой и может быть принята за политропу с показателем $n = 1,2—1,25$. Чем интенсивнее будет охлаждение газа при сжатии (чаще всего водой, проходящей через рубашку компрессора), тем больше будет политропа сжатия 1-2 отклоняться от адиабаты 1-2" в сторону изотермы 1-2'. С уменьшением теплообмена показатель n увеличивается. Очевидно также, что с увеличением n при одном и том же отношении P_2/P_1 конечная температура сжатого газа T_2 будет возрастать по закону:

$$T_1^n P_1^{1-n} = T_2^n P_2^{1-n} \quad \text{или} \quad T_2 = T_1 (P_2/P_1)^{(n-1)/n}. \quad (17.1)$$

Например, при $P_1 = 0,1$ МПа, $t_1 = 16^\circ\text{C}$ и конечной температуре $t_2 = 160^\circ\text{C}$ при адиабатном сжатии давление воздуха можно увеличить в 4 раза, а при политропном ($n = 1,2$) в 10 раз. То есть конечная температура сжатия T_2 зависит от характера процесса сжатия. Наиболее невыгодным процессом является адиабатное сжатие. Абсолютное значение работы, затрачиваемой на сжатие 1 кг газа в одноступенчатом идеальном компрессоре (A_0) может быть подсчитано так:

$$A_0 = A_{\text{сж}} + A_{\text{нагн}} - A_{\text{всас}} = \int P dv + P_2 v_2 - P_1 v_1. \quad (17.2)$$

По смыслу работы A_0 , $A_{\text{сж}}$, $A_{\text{нагн}}$ являются отрицательными, а работа процесса всасывания $A_{\text{всас}}$ - положительной, так как на ее совершение энергия не затрачивается (трение отсутствует), и сопротивление воздуха, находящегося справа под поршнем при ходе всасывания, не учитывается, ибо не принимается также во внимание положительная работа этого воздуха при сжатии и нагнетании. В зависимости от характера процесса сжатия $\int P dv$ имеет значения: для изотермического процесса:

$$A^T = P_1 v_1 \ln(P_1/P_2);$$

для адиабатного процесса:

$$A^{\text{ад}} = 1/(\kappa - 1)(P_1 v_1 - P_2 v_2);$$

для политропного процесса:

$$A^{\text{пол}} = 1/(n - 1)(P_1 v_1 - P_2 v_2).$$

Чтобы не иметь дело с отрицательными величинами при подсчете работы сжатия, их умножают на -1. Это дает:

$$A^{\text{T}} = P_1 v_1 \ln(P_2/P_1); A^{\text{ад}} = 1/(\kappa - 1)(P_2 v_2 - P_1 v_1);$$

$$A^{\text{пол}} = 1/(n - 1)(P_2 v_2 - P_1 v_1).$$

Тогда теоретическая работа компрессора затрачиваемая на сжатие 1 кг газа, при изотермическом процессе сжатия выразится равенством:

$$A^{\text{T}}_0 = P_1 v_1 \ln(P_2/P_1); \quad (17.3)$$

при адиабатическом процессе сжатия:

$$A^{\text{ад}}_0 = \kappa/(\kappa - 1)P_1 v_1[(P_2/P_1)^{(\kappa - 1)/\kappa} - 1]; \quad (17.4)$$

при политропном процессе сжатия:

$$A^{\text{пол}}_0 = n/(n - 1)P_1 v_1[(P_2/P_1)^{(n - 1)/n} - 1]; \quad (17.5)$$

При уменьшении производительности компрессора с увеличением давления сжатого воздуха и ухудшении при этом условий смазки из-за повышения температуры T_2 одноступенчатый компрессор становится непригодным для получения сжатого газа высокого давления. Обычно одноступенчатые компрессоры применяют для получения сжатого газа давлением не выше 0,8—1 МПа. При необходимости иметь сжатый газ более высокого давления используют многоступенчатые компрессоры. **Многоступенчатый поршневой компрессор.** В многоступенчатых компрессорах сжатие газов осуществляется последовательно в нескольких цилиндрах (до семи) с промежуточным охлаждением после каждого цилиндра в специальных холодильниках. При таком принципе работы сжатие газа в каждом цилиндре возможно при допустимом температурном режиме, обеспечивающем благоприятные условия смазки. В промежуточных холодильниках после каждого цилиндра газ охлаждают при постоянном давлении, равном давлению конечного сжатия в соответствующей ступени. Рассмотрим в качестве примера работу трехступенчатого поршневого компрессора, схема которого приведена на рис.17.2, а рабочий процесс в рх- и ts- координатах (для идеального компрессора) — на рис.17.3.

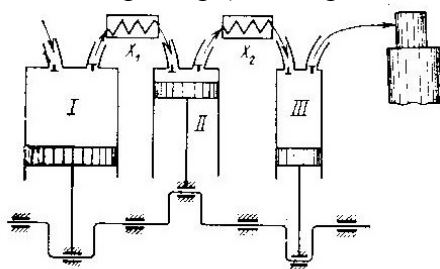


Рис.17.2. Принципиальная схема трехступенчатого поршневого компрессора

I, II, III — ступени компрессора; X_1, X_2 — промежуточные холодильники

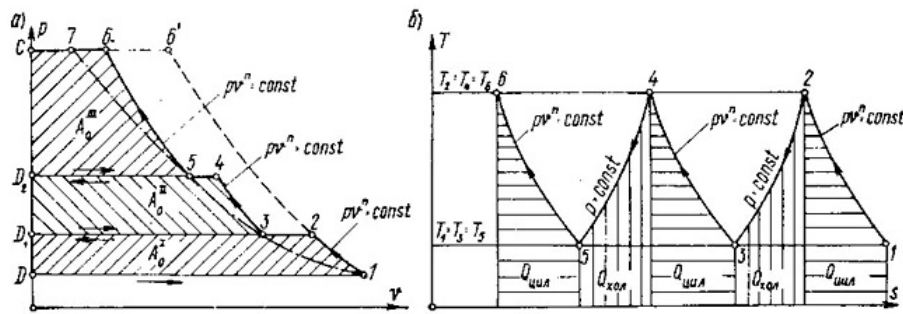


Рис. 17.3. Теоретическая индикаторная диаграмма трехступенчатого компрессора (а) и процесс сжатия в Ts -диаграмме (б)

Газ всасывается в цилиндр низкого давления (процесс D-1 на рис.17.3), сжимается по политропе 1-2 до давления P_2 и нагнетается в промежуточный холодильник x_1 , где при постоянном давлении P_2 охлаждается вследствие отдачи теплоты воде, омывающей змеевик. Из промежуточного холодильника сжатый газ при том же давлении P_2 всасывается во вторую ступень. Конечный объем всасывания $V_3 < V_2$; так как $P_2 = \text{Const}$, а $T_3 < T_2$. Во второй ступени газ сжимается по политропе до давления P_4 (процесс 3-4), нагнетается при этом давлении во второй промежуточный холодильник x_2 и оттуда поступает в третью ступень, где и сжимается до конечного заданного давления P_6 (процесс 5-6) и нагнетается в резервуар. Работу многоступенчатого компрессора стремятся организовать так, чтобы обеспечивались следующие три условия:

- 1) полное охлаждение газа во всех холодильниках, т.е. температуру газа доводят до начальной температуры T_1 , которую он имел при входе в первую ступень ($T_1 = T_3 = T_5$);
- 2) одинаковая конечная температура сжатия газа во всех ступенях, обеспечивающая во всех цилиндрах надежные условия смазки ($T_2 = T_4 = T_6$);
- 3) одинаковые показатели политроп сжатия во всех цилиндрах, т.е. $n^I = n^{II} = n^{III} = n$.

При выполнении этих условий перепады давлений (отношение конечного давления к начальному) во всех ступенях одинаковы, т.е. $P_2/P_1 = P_4/P_3 = P_6/P_5$. Для определения общей работы, затрачиваемой на привод многоступенчатого компрессора, необходимо просуммировать работы, затрачиваемые на сжатие газа по отдельным ступеням. Нетрудно показать, что при выполнении трех указанных условий A_0^I , A_0^{II} , A_0^{III} будут одинаковы. В соответствии с формулой (17.5) имеем:

$$A_0^I = n/(n-1)P_1 v_1 [(P_2/P_1)^{(n-1)/n} - 1] = n/(n-1)RT_1 [(P_2/P_1)^{(n-1)/n} - 1]; \quad (17.6)$$

$$A_0^{II} = n/(n-1)P_3 v_3 [(P_4/P_3)^{(n-1)/n} - 1] = n/(n-1)RT_3 [(P_4/P_3)^{(n-1)/n} - 1]; \quad (17.7)$$

$$A_0^{III} = n/(n-1)P_5 v_5 [(P_6/P_5)^{(n-1)/n} - 1] = n/(n-1)RT_5 [(P_6/P_5)^{(n-1)/n} - 1]; \quad (17.8)$$

Так как правые части уравнений равны, то $A_0^I = A_0^{II} = A_0^{III}$. Тогда теоретическая работа m ступенчатого компрессора, затрачиваемая на сжатие 1 кг газа, будет определяться произведением $m \cdot A_0$. Теоретическая мощность N_0 (Вт), затрачиваемая на привод компрессора, может быть определена по равенству:

$$N_0 = M \cdot m \cdot A_0, \quad (17.9)$$

где: M – производительность компрессора, кг/с; A_0 – теоретическая работа на сжатие 1 кг газа в одной ступени, Дж/кг; m – число ступеней компрессора. Для определения действительной (эффективной) мощности N_e , необходимой для привода компрессора, нужно знать потери работы на преодоление сопротивлений клапанов и трубопроводов и на трение в соприкасающихся частях компрессора, которые учитываются механическим КПД:

$$N_e = N_0 / \eta_m = M \cdot m \cdot A_0 / \eta_m \quad (17.10)$$

Для поршневого компрессора $\eta_m = 0,8—0,9$.

2. Лопаточный компрессор.

В отличие от объемного лопаточный компрессор – это компрессор динамического сжатия. Они бывают двух видов: *центробежные* и *осевые (аксиальные)*. **Центробежный многоступенчатый компрессор** (нагнетатель) рассчитан на подачу газов давлением до 0,8 – 1 МПа. Принцип его работы (рис. 17.4) следующий. Рабочее колесо 1 с радиально направленными каналами укреплено на валу 2 и вращается с помощью двигателя в корпусе 3. Воздух или газ, поступающий в каналы рабочего колеса, отбрасывается центробежной силой к периферии и попадает в лопаточный аппарат 4, лопатки которого образуют расширяющиеся каналы. В этих каналах вследствие уменьшения скорости воздуха (газа) повышается его давление. Далее сжатый воздух через напорный патрубок 5 поступает в нагнетательный трубопровод. По описанному принципу работают и центробежные вентиляторы, приводимые электродвигателями и создающие избыточное давление до 12 кПа.

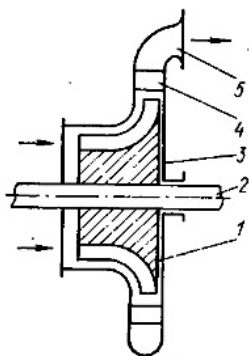


Рис. 17.4. Принципиальная схема центробежного компрессора

1 – рабочее колесо; 2 – вал; 3 – корпус; 4 – лопаточный аппарат; 5 – патрубок

Обычно в центробежных нагнетателях выходное сечение подбирается так, чтобы скорости газа на входе w_1 и на выходе w_2 были одинаковы. В этом случае теоретическая работа, затрачиваемая на сжатие 1 кг газа в идеальном центробежном компрессоре, т.е. в таком, где отсутствует теплообмен с окружающей средой (потери теплоты через стенки равны нулю), может быть определена по уравнению (17.4). На практике необходимо затрачивать большую работу, чем при адиабатном сжатии. Температура газов на выходе из нагнетателя будет всегда больше, чем в адиабатном процессе, за счет перехода работы трения в теплоту, повышающую конечную температуру воздуха.

Показатель политропы сжатия $n = 1,5—1,55$ в этом случае больше показателя адиабаты. Для центробежных нагнетателей $\eta_k^{ад} = 0,7—0,8$.

Осевой компрессор (рис. 17.5, а) рассчитан на подачу сжатого газа давлением до 0,4—0,5 МПа. КПД его выше, чем у центробежного нагнетателя, и может достигать 85—90%. В то же время осевые компрессоры обладают

большой производительностью, малыми радиальными размерами и массой. Эти преимущества осевых компрессоров обусловили их широкое применение в газотурбинных установках, и, в частности, в воздушно-реактивных двигателях.

Осевой компрессор состоит из корпуса 1, внутри которого вращается ротор 2. На нем укреплено несколько рядов рабочих лопаток 3. Перед первым рядом рабочих лопаток на корпусе укреплены неподвижные лопатки направляющего аппарата 4, а после каждого

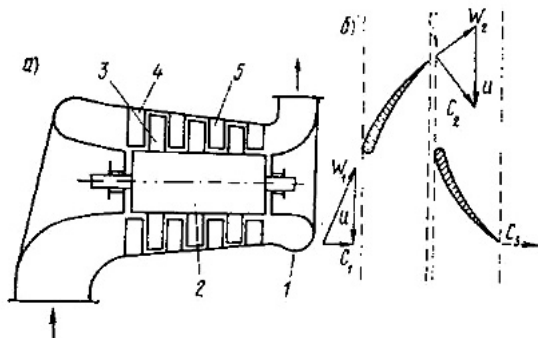


Рис. 17.5. Схема осевого компрессора (а) и профиль рабочих и спрямляющих лопаток (б)

1 – корпус; 2 – ротор; 3 – рабочие лопатки; 4 – входной направляющий аппарат; 5 – спрямляющие лопатки; u – окружная скорость; w_1, w_2 – относительные скорости на входе в межлопаточные каналы рабочих лопаток и спрямляющего аппарата; c_1, c_2, c_3 – абсолютные скорости на входе в межлопаточные каналы рабочих лопаток, спрямляющего аппарата и на выходе из спрямленного аппарата

ряда рабочих лопаток - неподвижные лопатки спрямляющего аппарата 5. Каждый ряд рабочих лопаток в совокупности со следующим за ним спрямляющим аппаратом составляет одну ступень повышения давления. Число ступеней может доходить до 15—20. Профиль рабочих и спрямляющих лопаток выбирают так, что при прохождении через межлопаточные каналы рабочих лопаток воздух получает от ротора механическую энергию и скорость его возрастает, а при прохождении через спрямляющий аппарат скорость воздуха уменьшается, вследствие чего возрастает его давление. Это иллюстрируется треугольниками скоростей на рис. 17.5,б. Поскольку воздух (газ) в таких компрессорах проходит вдоль их оси, то они и получили название осевых или аксиальных компрессоров. Недостатком осевых компрессоров является сложность их конструкций, обусловленная необходимостью тщательного выполнения профилей лопаток рабочих колес и направляющих аппаратов.

1. 16 Лекция №16 (2 часа).

Тема: «Истечение и дросселирование газов и паров.»

1.16.1 Вопросы лекции:

1. Первый закон термодинамики для потока.
2. Критическое давление и скорость. Сопло Лаваля.
3. Дросселирование.

1.16.2 Краткое содержание вопросов:

1. Первый закон термодинамики для потока.

На практике при рассмотрении рабочих процессов машин, аппаратов и устройств, встречаются задачи изучения закономерностей движения рабочих тел (газов, пара и жидкостей).

Уравнение 1-го закона термодинамики для потока газа при следующих допущениях:

- движение газа по каналу установившееся и неразрывное;
- скорости по сечению, перпендикулярному оси канала, постоянны;
- пренебрегается трение частичек газа друг другу и о стенки канала;
- изменение параметров по сечению канала мало по сравнению их абсолютными значениями,

имеет вид:

$$q = \square u + \square e + l_{\text{прот.}} + l_{\text{техн.}}, \quad (5.1)$$

где $\square e = (w_2^2 - w_1^2)/2 + g \cdot (z_2 - z_1)$ – изменение энергии системы, состоящий из изменения кинетической и потенциальной энергий;

w_1, w_2 – скорости потока в начале и в конце канала;

z_1, z_2 – высота положения начала и конца канала.

1. $l_{\text{прот.}} = P_2 \cdot \square_2 - P_1 \cdot \square_1$ – работа проталкивания, затрачиваемая на движения потока;

2. $l_{\text{техн.}}$ – техническая (полезная) работа (турбины, компрессора, насоса, вентилятора и т.д.).

3.

$$q = (u_2 - u_1) + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g \cdot (z_2 - z_1) + P_2 \cdot \square_2 - P_1 \cdot \square_1 + l_{\text{техн.}} \quad (5.2)$$

Введем понятия энтальпии, который обозначим через величину:

$$h = u + P \cdot \square, \quad (5.3)$$

$$h_2 = u_2 + P_2 \cdot \square_2; \quad h_1 = u_1 + P_1 \cdot \square_1. \quad (5.4)$$

Тогда уравнение 1-го закона термодинамики для потока газа будет иметь вид:

$$q = h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g \cdot (z_2 - z_1) + l_{\text{техн.}} \quad (5.5)$$

2. Критическое давление и скорость. Сопло Лавала.

Если перемещение газа по каналу происходит его расширение с уменьшением давления и увеличением скорости, то такой канал называется соплом. Если в канале происходит сжатие рабочего тела с увеличением его давления и уменьшением скорости, то такой канал называют диффузором. В каналах при небольшой разности давлений газа и внешней среды скорость течения рабочего тела достаточно большая. В большинстве случаев длина канала небольшая и процесс теплообмена между стенкой и газом незначителен, поэтому процесс истечения газа можно считать адиабатным. Скорость истечения (на выходе канала) определяется из уравнения:

$$w = w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} \quad (5.6)$$

или

$$w = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot P_1 \cdot x_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(\kappa-1)/\kappa} \right]} \quad (5.7)$$

Массовый секундный расход газа, [кг/с]:

$$m = f \cdot w / x_2 \quad (5.8)$$

где: f – площадь сечения канала на выходе.

Так как процесс истечения адиабатный, то:

$$m = f \cdot \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot P_1 / x_1 \cdot \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{2/\kappa} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(\kappa+1)/\kappa} \right]} \quad (5.9)$$

Массовый секундный расход идеального газа зависит от площади выходного канала, начального состояния газа и степени его расширения. Критическим давлением называется такое давление на выходном сечении канала, при котором достигается максимальный расход газа и определяется следующим выражением:

$$P_K = P_2 = \frac{2}{\kappa + 1} P_1 \quad (5.10)$$

где: $P_K = \frac{2}{(\kappa + 1)^{1/\kappa}} P_1$.

для одноатомных газов: $\kappa = 1,66$ $\frac{2}{\kappa + 1} P_1 = 0,49 P_1$;

для двухатомных газов: $\kappa = 1,4$ $\frac{2}{\kappa + 1} P_1 = 0,528 P_1$;

для трехатомных газов: $\kappa = 1,3$ $\frac{2}{\kappa + 1} P_1 = 0,546 P_1$.

Критической скоростью называется скорость газа в выходном сечении канала, при давлении равном или меньшем критического - P_K .

$$w_K = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa + 1} \cdot P_1 \cdot x_1} \quad (5.11)$$

Критическая скорость зависит при истечении идеального газа только от начальных параметров, его природы и равна скорости звука (a) при критических параметрах.

$$w_K = a = \sqrt{\kappa \cdot P_K \cdot x_K} \quad (5.12)$$

Комбинированное сопло Лавала предназначено для использования больших перепадов давления и для получения скоростей истечения, превышающих критическую или скорость звука. Сопло Лавала состоит из короткого суживающегося участка и расширяющейся конической насадки (Рис.5.1). Опыты показывают, что угол конусности расширяющейся части должен быть равен $\alpha = 8-12^\circ$. При больших углах наблюдается отрыв струи от стенок канала.

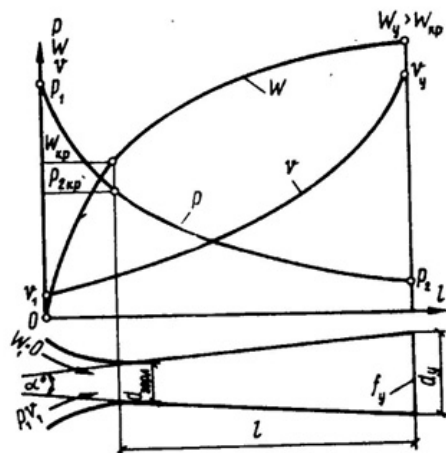


Рис. 5.1. Графики изменения ρ , w , v при истечении через комбинированное сопло

Скорость истечения и секундный расход идеального газа определяются по формулам (5.7) и (5.9).

Длину расширяющейся части сопла можно определить по уравнению:

$$l = (D - d) / 2 \cdot \operatorname{tg}(\alpha/2), \quad (5.13)$$

где: α - угол конусности сопла;

D - диаметр выходного отверстия;

d - диаметр сопла в минимальном сечении.

3. Дросселирование.

Дросселированием называется явление, при котором пар или газ переходит с высокого давления на низкое без совершения внешней работы и без подвода или отвода теплоты. Такое явление происходит в трубопроводе, где имеется место сужения проходного канала (Рис.5.2). При таком сужении, вследствие сопротивлений, давление за местом сужения - P_2 , всегда меньше давления перед ним - P_1 .

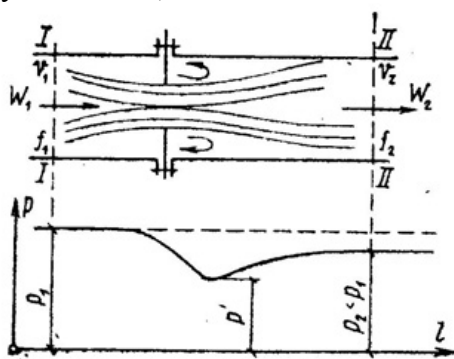


Рис. 5.2. К вопросу о дросселировании газов

Любой кран, вентиль, задвижка, клапан и прочие местные сопротивления, уменьшающие проходное сечение трубопровода, вызывают дросселирование газа или пара, следовательно падения давления. В большинстве случаев это явление приносит безусловный вред. Но иногда оно является необходимым и создается искусственно (регулирование паровых двигателей, в холодильных установках, в приборах для измерения расхода газа и т.д.). При прохождении газа через отверстие, кинетическая энергия газа и его скорость в узком сечении возрастают, что сопровождается падением температуры и давления. Газ, протекая через отверстие, приходит в вихревое движение. Часть его кинетической

энергии затрачивается на образование этих вихрей и превращается в теплоту. Кроме того, в теплоту превращается и работа, затраченная на преодоление сопротивлений (трение). Вся эта теплота воспринимается газом, в результате чего температура его изменяется (уменьшается или увеличивается). В отверстии скорость газа увеличивается. За отверстием газ опять течет по полному сечению и скорость его вновь понижается. А давление увеличивается, но до начального значения оно не поднимается; некоторое изменение скорости произойдет в связи с увеличением удельного объема газа от уменьшения давления. Дросселирование является необратимым процессом, при котором происходит увеличение энтропии и уменьшение работоспособности рабочего тела. Уравнением процесса дросселирования является следующее уравнение:

$$i_1 = i_2 \quad (5.14)$$

Это равенство показывает, что энтальпия в результате дросселирования не изменяется и справедливо только для сечений, достаточно удаленных от сужения. Для идеальных газов энтальпия газа является однозначной функцией температуры. Отсюда следует, что при дросселировании идеального газа его температура не изменяется ($T_1 = T_2$). При дросселировании реальных газов энтальпия газа остается постоянной, энтропия и объем увеличиваются, давление падает, а температура изменяется (увеличивается, уменьшается или остается неизменной). Изменение температуры жидкостей и реальных газов при дросселировании называется эффектом Джоуля-Томсона. Для идеального газа эффект Джоуля-Томсона равен нулю. Различают дифференциальный температурный эффект, когда давление и температура изменяются на бесконечно малую величину, и интегральный температурный эффект, при котором давление и температура изменяются на конечную величину. Дифференциальный температурный эффект обозначается - б:

$$\beta = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_i \quad (5.15)$$

Интегральный температурный эффект определяется из следующего уравнения:

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \int_{P_1}^{P_2} \left[T \cdot \left(\frac{\partial \beta}{\partial T} \right)_P - \beta \right] / c_p \, dP \quad (5.16)$$

Для реальных газов $\beta \neq 0$ и может иметь положительный или отрицательный знак. Состояние газа, при котором температурный эффект меняет свой знак, называется точкой инверсии, а температура, соответствующая этой точке, называется температурой инверсии.

1. 17 Лекция №17(2 часа).

Тема: «Циклы холодильных установок.»

1.17.1 Вопросы лекции:

1. Классификация холодильных установок.
2. Цикл воздушной холодильной установки. Циклы паровых компрессорных холодильных установок.

1.17.2 Краткое содержание вопросов:

1. Классификация холодильных установок.

Все типы холодильных установок можно классифицировать по ряду сходных признаков. Каждый из них отражает только одну характерную особенность установки, поэтому в определении холодильной установки может быть два и более признака. Холодильные установки или станции могут различаться по следующим показателям (признакам).

По назначению: стационарные и передвижные с централизованным и децентрализованным охлаждением для холодоснабжения, теплоснабжения, смешанного

тепло- и холодоснабжения, для аккумулирования тепловой энергии и ее транспорта и утилизационные энергоустановки.

- По производительности: крупные — производительностью свыше 3,0 МВт; средние — до 1,00 МВт, мелкие — до 60 кВт.
- По температурному режиму: высокотемпературные (10 –10°C), среднетемпературные (5 –20°C) и низкотемпературные (—20 –120°C).
- По режиму работы: стационарные, нестационарные, непрерывные или циклические, нестационарные с аккумулятором тепловой энергии.
- По виду холодильного агента: аммиачные, фреоновые, этановые, пропановые, углекислотные, на смесях холодильных агентов.
- По виду охлаждения: с непосредственным, промежуточным охлаждением.
- По виду потребляемой энергии: с приводом от электродвигателя или от газовой турбины, работающие на вторичных энергоресурсах (абсорбционные холодильные установки), использующие естественный холод (тепловые трубы) и гелиоустановки.

Стационарные холодильные установки с централизованным охлаждением применяют для всех видов распределительных и производственных холодильников, в металлургической, химической и нефтехимической промышленности.

Децентрализованное охлаждение используют для различных технологических процессов химической промышленности, на некоторых типах холодильников, т. е. в основном там, где необходимо создавать локальные температурные условия или где применяют агрегатированные холодильные машины в блоке с испарителями для создания требуемого технологического режима.

Стационарные холодильные установки с централизованным охлаждением могут быть средней и большой производительности, причем для химических комбинатов иногда достигать нескольких десятков тысяч киловатт. Установки децентрализованного охлаждения по холодопроизводительности чаще всего относятся к мелким и средним.

Высокотемпературные холодильные установки малой и средней холодопроизводительности работают по одноступенчатому циклу, их комплектуют поршневыми или винтовыми компрессорами. **Крупные холодильные установки** можно комплектовать также турбокомпрессорами или абсорбционными холодильными машинами.

Низкотемпературные холодильные установки комплектуют двухступенчатыми или каскадными холодильными машинами, в химической промышленности — турбокомпрессорами.

Рассматривая режимы работы холодильных установок, следует указать на условность в определении стационарного режима. Практически режим работы холодильной установки всегда нестационарный, так как наблюдаются колебания температуры с заданной амплитудой около среднего ее значения. Такие режимы характерны для холодильных установок распределительных, производственных холодильников. Нестационарные режимы свойственны установкам и системам, обрабатывающим тела, в которых протекают процессы с фазовыми переходами и перемещением зоны промораживания. **Температурный режим** зависит от изменения тепловой нагрузки. Последняя изменяется по разным законам, особенно при циклических процессах загрузки аппаратов или камер для замораживания. Для сглаживания тепловой нагрузки и ее стабилизации применяют аккумуляторы холода.

Рассматривая особенности холодильных установок в зависимости от используемого рабочего тела, следует отметить, что их специфика определяется свойствами хладагентов. Однокомпонентные чистые хладагенты, находящиеся в эксплуатации в современных холодильных установках, хорошо изучены, и имеется достаточное количество рекомендаций, отражающих специфику холодильных установок. В Монреале подписано международное соглашение (1986 г.), которое требует

постепенного исключения применения хлорфторуглеводородов в быту и в промышленности из-за разрушения озонового слоя в атмосфере Земли. Выполняя Монреальское соглашение, в нашей стране ведется работа по замене фреонов, сильно воздействующих на озоновый слой в атмосфере. Предлагаются альтернативные хладагенты.

Широко применяют смеси хладагентов для технологических процессов двухтемпературных уровней (домашние холодильники), а также процессов с переменной температурой подвода и отвода теплоты.

Аммиачные холодильные установки, самые распространенные и экологически наиболее чистые, применяют для холодоснабжения предприятий пищевой, химической, металлургической и других, промышленности. Такие холодильные установки потребляют большое количество электрической энергии. Перед низкотемпературной энергетикой стоит задача использовать для холодоснабжения, особенно централизованного и для больших потребителей, абсорбционные холодильные установки, которые работают на вторичных энергоресурсах.

Приводы от газовых либо паровых турбин используют для высокопроизводительных центробежных компрессоров, предназначенных для транспортирования охлажденных газов или для схем газоперерабатывающих заводов.

Теплоснабжение городов за счет использования низкопотенциальной теплоты, а также транспортирования теплоты на дальние расстояния позволяет существенно повысить энергетическую эффективность использования топлива.

В отечественной практике отработаны основные технические решения создания водоаммиачного транспорта теплоты (ВАТТ) в химически связанном состоянии. Практически ВАТТ представляет собой абсорбционную холодильную установку, растянутую в пространстве, когда между абсорбером и генератором расстояние составляет до 200 км

2. Цикл воздушной холодильной установки. Циклы паровых компрессорных холодильных установок.

Циклы холодильных установок

1. ОБРАТИМЫЙ ЦИКЛ КАРНО

(идеальный цикл холодильных установок).

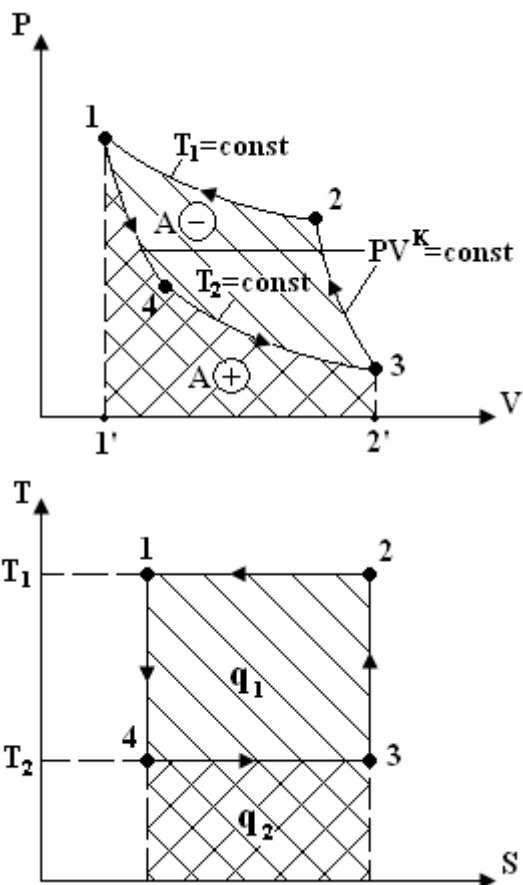


рис. 1

(1 – 4) – адиабатное расширение

(4 – 3) – изотермическое расширение с отбором теплоты q_2 от холодного источника

T_2

(3 – 2) – адиабатное сжатие

(2 – 1) – изотермическое сжатие с отдачей теплоты q_1 горячему источнику T_1

Работа отрицательна (см. рис. 1), т.к. площадь под кривой 1-4-3 (A^+) меньше, чем площадь под кривой 3-2-1 (A^-). Т. к. в круговом процессе $\Delta U = 0$, то в соответствии с началом термодинамики затраченная работа равна:

$$l_u = A^- - A^+ = q_1 - q_2$$

Определение: Холодильный коэффициент – отношение отведенной от охлаждаемого тела теплоты q_2 (произведенного холода) к затраченной работе ($l_u = q_1 - q_2$).

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_u} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} \text{ - для 1 кг холодильного агента}$$

Для обратного цикла Карно ε имеет максимальное значение:

$$\varepsilon_k = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad \varepsilon_k \text{ не зависит от выбора рабочего тела}$$

Отношение $\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_k} \right)$ характеризует степень совершенства принимаемого цикла.

Определения:

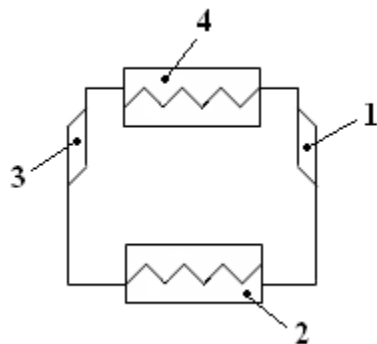
1. Холодильный агент – рабочее тело холодильной машины.

2. Холодопроизводительность (Q_T) – это количество теплоты, которое отводится от охлаждаемого тела в единицу времени Q [Дж/сек].

Работа холодильной установки в единицу времени:

$$N = \frac{Q}{\varepsilon \cdot 1000}, [\text{кВт}]$$

2. Цикл воздушной холодильной установки



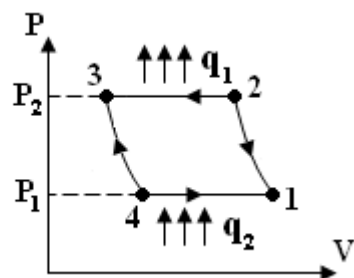
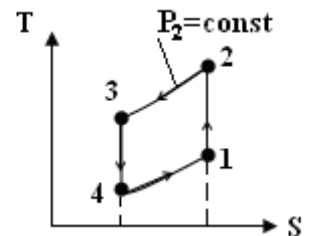
Обозначение:

1 – компрессор;

2 – рефрижератор (охлаждаемое помещение);

3 – детандер;

4 – конденсатор (холодильник).



Цикл Лоренца – это цикл, состоящий из 2-х изобар и 2-х адиабат. Процессы в компрессоре и детандере считаются адиабатными, в конденсаторе и рефрижераторе – изобарными.

Теплота отдаваемая окружающей среде в конденсаторе при $P_2 = \text{const}$ (процесс 2-3).

$$q_1 = i_3 - i_2 = \bar{C}_p(T_3 - T_2) < 0 \text{ – на 1 кг воздуха}$$

Теплота отбираемая в рефрижераторе

$$q_2 = i_1 - i_4 = \bar{C}_p(T_1 - T_4) > 0 \text{ – на 1 кг воздуха}$$

Работа, необходимая на осуществление цикла:

$$A = |q_1| - q_2 = \bar{C}_p[(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)] \text{ – на 1 кг воздуха}$$

Холодильный коэффициент:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{A} = \frac{(T_1 - T_4)}{(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)} = \frac{1}{\frac{(T_2 - T_3)}{(T_1 - T_4)} - 1}$$

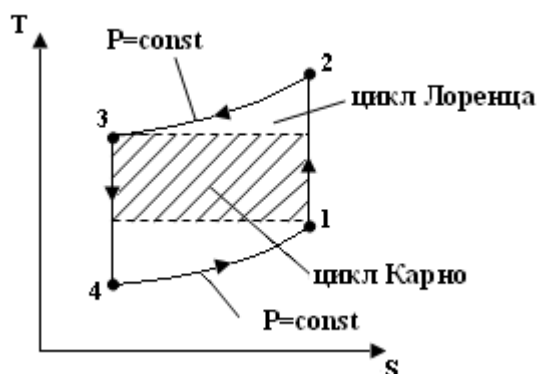
Для адиабатных процессов (1-2) и (3-4) можно записать:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \text{ и } \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \Rightarrow$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} \text{ и } \frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} = \frac{T_3 \left(-1 + \frac{T_2}{T_3}\right)}{T_4 \left(\frac{T_1}{T_4} - 1\right)} = \frac{T_3 \left(\frac{T_1}{T_4} - 1\right)}{T_4 \left(\frac{T_1}{T_4} - 1\right)} = \frac{T_3}{T_4}$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_3}{T_4} - 1} = \frac{1}{\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}$$

Таким образом, холодильный коэффициент цикла воздушной холодильной установки зависит только от отношения давлений.



Из этого рисунка видно, что в обратном цикле Карно удельная холодопроизводительность q_2 больше, чем в цикле Лоренца, а работа, затрачивается на цикл Карно меньше. Таким образом, $\varepsilon_{\text{Лоренца}} < \varepsilon_{\text{Карно}}$.

3. Циклы паровых компрессорных установок

Паровые компрессорные установки в отличие от абсорбционных и пароэжекторных установок требуют затрат механической энергии, а не теплоты.

Простейший способ охлаждения ниже температуры окружающей среды:

- Хладагент (рабочее тело – холодильный агент) сжимается в компрессоре;
- Затем охлаждается до температуры окружающей среды;
- После этого – адиабатное расширение.

В первых паровых компрессорных установках хладагентом был воздух, но он имеет малую теплоемкость C и паровые компрессорные установки громоздки и неэкономичны.

Современные хладагенты – пары жидкостей, которые при $P \approx P_{\text{атм}}$ кипят при низких температурах.

Давление насыщения хладагентов.

t, °C	P, МПа					
	Сернистый ангидрид SO ₂	Аммиак NH ₃	Углекислый газ CO ₂	Фторхлорпроизводные углероды типа CmHxFyClz		Хлористый метил CH ₃ Cl
				Фреон-12	Фреон-22	
-40	0,0216	0,0716	1,005	0,0642	0,106	0,048
-30	0,038	0,1191	1,485	0,1	0,164	0,0771
-20	0,0636	0,19	1,96	0,151	0,246	0,017
-10	0,101	0,29	2,64	0,22	0,355	0,174
0	0,155	0,43	3,46	0,309	0,498	0,251
+20	0,33	0,856	5,74	0,566	0,916	0,488
+30	0,46	1,165	7,16	0,744	1,2	0,66
+40	0,63	1,55	---	0,96	1,545	0,87

Пары этих хладагентов в паровых компрессорных установках имеют высокую степень влажности, поэтому закон $PV=RT$ не применим и в расчетах используют таблицы и графики.

Идеальным циклом для паровых компрессорных установок является обратимый цикл Карно. Для легкокипящих хладагентов вместо адиабатного расширения для удобства регулирования используется дросселирование насыщенного пара или кипящей жидкости через дроссельный вентиль.

Принципиальная схема парокомпрессорной установки

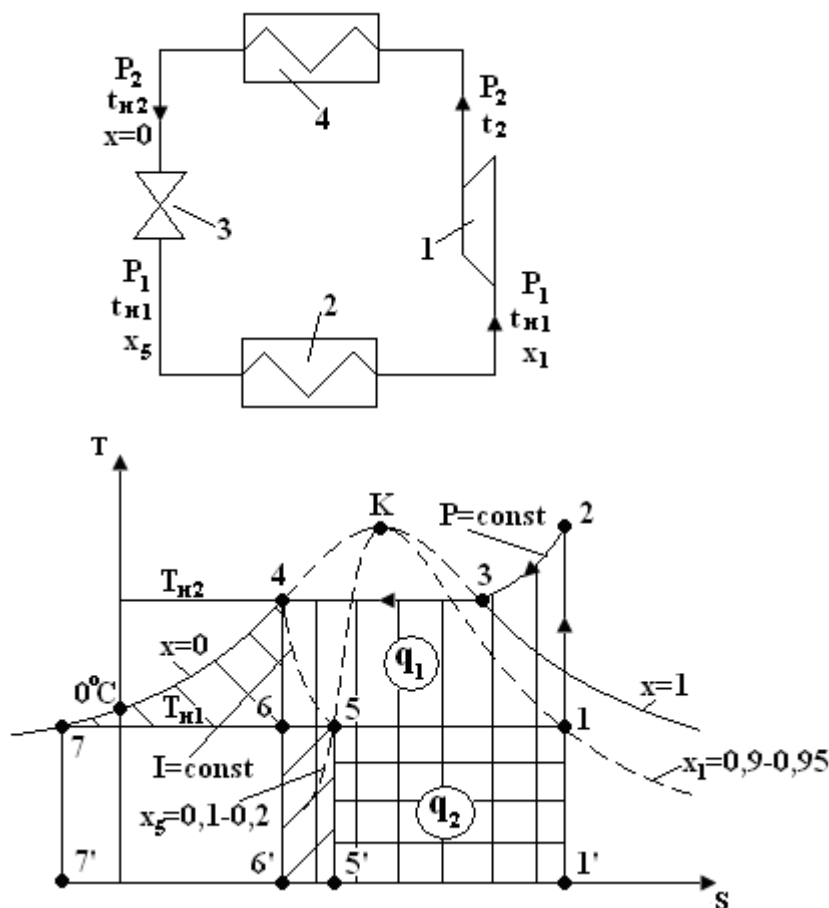


Рис. 1. Принципиальная схема
Рис. 2. Холодильный цикл
парокомпрессорной установки
парокомпрессорной установки

Обозначение:

- 1 – компрессор;
- 2 – охлаждаемое помещение (рефрижератор);
- 3 – дроссельный вентиль;
- 4 – конденсатор.

Процессы:

(1-2) – сжатие по адиабате влажного пара в компрессоре и получение сухого насыщенного или перегретого пара. Степень перегрева не более $130-140^{\circ}\text{C}$ из соображений прочности и термостойкости масла. Из компрессора (1) перегретый пар поступает в конденсатор (4);

(2-3) – отдача теплоты перегрева при постоянном давлении от перегретого пара к охлаждающей воде с понижением температуры до $T_{н2}$.

(3-4) – отдача теплоты при конденсации влажного насыщенного пара, переводящей его в состояние кипящей жидкости (точка 4). Эта жидкость подается к 3 – дроссельному вентилю;

(4-5) – дросселирование кипящей жидкости (при $I=\text{const}$) с понижением давления и температуры и превращение во влажный насыщенный пар с небольшой степенью сухости $x_5=0,1\ldots 0,2$;

(5-1) – влажный насыщенный пар подается в рефрижератор, где при подводе теплоты от помещения при постоянном давлении и температуре, он расширяется и увеличивает степень сухости x до $0,9\ldots 0,95$ (точка 1) далее этот пар засасывается в компрессор.

Если парокомпрессорные холодильные установки обслуживает несколько потребителей холода, то влажный насыщенный пар подается после дросселя не в рефрижератор, а в испаритель, где отнимает теплоту от незамерзающего рассола: обычно

это водные растворы хлорида натрия NaCl и калия KCl (так 22,4% раствор NaCl замерзает при температуре $-21,2^{\circ}\text{C}$). Рассол с помощью насосов циркулирует между испарителем и охлаждаемым помещением.

Удельная холодопроизводительность (или холодильный эффект) – это количество теплоты q_2 , получаемой 1 кг хладагента от охлаждаемого помещения (рассола).

$$q_2 = i_5 - i_1 = i_4 - i_3 = i_1 - i_4$$

Количество теплоты, отдаваемой в конденсаторе 1 кг хладагента:

$$|q_1| = i_2 - i_1 = i_3 - i_4$$

Внешняя работа, затрачиваемая на 1 кг хладагента в цикле парокомпрессорных холодильных установок:

$$A = |q_1| - q_2 = i_2 - i_1$$

При дросселировании большая часть кинетической энергии потока после сужения из-за наличия вихревых движений переходит в теплоту, которая воспринимается газом (или паром) и ведет к увеличению энтропии S' , а рабочее тело не возвращается в первоначальное состояние (по P и T), несмотря на равенство скоростей и энтальпий. Таким образом, процесс дросселирования, будучи по существу адиабатным, является типично необратимым процессом с потерей энергии (диссипацией) на преодоление местного сопротивления.

Графическое изображение дросселирования (4 - 5) имеет условный характер ($i = \text{const}$ только в начальном и конечном состояниях, а между ними переменна).

Положение точки 5 на рис. 2 устанавливается из условия $i_4 = i_5$, откуда $i_4 = 7 - 4 - 6' - 7'$ равно $i_5 = 7 - 5 - 5' - 7'$.

Здесь:

Точка 7 – условно принята за начало отсчета i .

Если в качестве холодильного агента использовать низкокипящую жидкость, то, располагая часть цикла в двухфазной области (ВНП), можно заменить в значительной степени изобарные процессы – изотермическими.

Если вместо дросселирования использовать адиабатное расширение (в детандере – расширительном цилиндре) 4-6, а влажный насыщенный пар в компрессоре сжимать только до состояния сухого насыщенного пара, то получим обратимый цикл Карно – идеальный цикл парокомпрессорных холодильных установок.

Детандер эффективнее (больше холодильный эффект), чем дроссельный клапан, но с помощью дроссельного клапана можно регулировать температуру охлаждения.

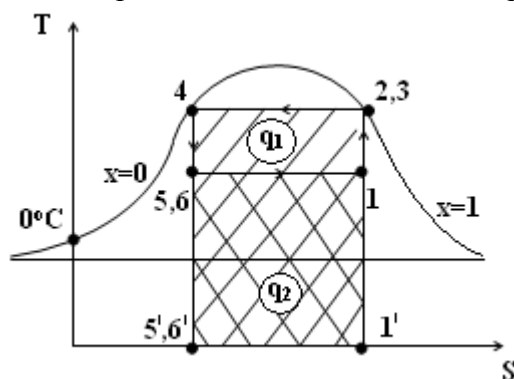


Рис.3. Обратимый цикл Карно

Внешняя работа в обратном цикле Карно получается меньше на величину площади 5-5'-6'-6 (рис.2) – потери энергии на диссипации при дросселировании.

Давление дросселирования хладагентов для получения
 $t_{H1} = -10^{\circ}\text{C}$ и $t_{H2} = +20^{\circ}\text{C}$.

P, МПа	NH ₃ аммиак	CO ₂ углек. газ	SO ₂ сернистый ангидрид	Фреон-12 с Cl ₂ F ₂
P ₂ (максимальное в компенсаторе и конденсаторе)	0,856	5,74	0,33	0,566
P ₁ (в рефрижераторе или испарителе)	0,29	2,64	0,101	0,22
q ₂ , кДж/кг	1060	154	320	
ε	7,6	5,7	8,7	

Обозначение:

ε – холодильный коэффициент – отношение удельной холодопроизводительности q₂к внешней работе А.

$$\epsilon = \frac{q_2}{A} = \frac{i_1 - i_4}{i_2 - i_1},$$

– показатель энергетической эффективности.

Для холодильной установки, работающей по обратному циклу Карно:

$$\epsilon_{\text{Карно}} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}$$

Таким образом, установка с сернистым ангидридом SO₂будет экономичнее установки на аммиакеNH₃, хотяq₂(NH₃)>q₂(SO₂).

Для получения весьма низких температур (-40...-70⁰С) одноступенчатые парокompрессорные холодильные установки непригодны из-за снижения η компрессора вследствие высоких температур в конце процесса сжатия. Для этих целей применяют либо специальный холодильный цикл, либо многоступенчатое сжатие.

Требования к хладоагентам:

1. Давление насыщения при t_н(P₁) должно быть больше атмосферного давления, чтобы исключить подсос воздуха (с утечками хладоагента бороться проще). Подсос воздуха вреден, т.к.:

- уменьшается теплопередача в конденсаторе и испарителе;
- водяные пары воздуха могут замерзнуть в трубках испарителя или раствориться в смазке компрессора, вызывая повышение температуры ее замерзания;

2. Давление P₁не должно быть высоким из-за сложности обеспечения герметичности в испарителе (рефрижератор). CO₂– хуже (при t_нP₁= 2,64 МПа);

3. Холодильные агенты должны иметь большую теплоту парообразования (конденсации), т.к. она определяет холодопроизводительность (малая теплота у углекислого газа и фреонов);

4. Рабочее давление P₂(на выходе из конденсатора) должно быть значительно ниже критического (P_{кр}), а критическая температура хладоагента должна быть высокой. С этим плохо у углекислого газа CO₂(t_{кр}= 31,35⁰С);

5. Хладоагенты не должны вызывать коррозию и разрушать смазку;

6. Хладоагенты должны быть безвредны при неизбежных утечках.

Фреоны – галоидные производные насыщенных углеводородов (C_mH_n), полученных путем замены атома водорода (H) атомами хлора и фтора.

Обозначение фреонов: Последняя цифра – дописанное (а не прибавленное) число атомов фтора. 1 или 1 и 2 цифра – условное число углеводорода (для метана (m=1) – 1, для этана (m=2) – 11, для пропана (m=3) – 21). Число незамещенных атомов водорода суммируется с первой или первыми двумя цифрами.

Фреон 11 (CFCl₃) – монофтортрихлорметан;

Фреон 12 (CF₂Cl₂) – дифтордихлорметан;

Фреон 22 (CHF_2Cl) – дифтормонохлорметан;
 Фреон 114 ($\text{C}_2\text{F}_4\text{Cl}_2$) – тетрафтордихлорэтан;
 Фреон 142 ($\text{C}_2\text{H}_3\text{F}_2\text{Cl}$) – дифтормонохлорэтан и т.д.

На практике под термином «фреон» понимается фреон – 12.

Достоинство фреонов: безвредность, химическая инертность, негорючесть и взрывобезопасность.

Недостатки: способность к утечкам (малая вязкость) и растворение в масле (смазке).

Перспективные хладагенты: фреон-22 и фреон-142.

3. Принцип работы абсорбционной холодильной установки (АХУ)

АБСОРБЦИЯ – поглощение пара жидким веществом – **АБСОРБЕНТОМ** (температура пара может быть меньше температуры абсорбента) с выделением теплоты.

В принципиальной схеме абсорбционной холодильной установки генератор заменяет нагнетательную часть компрессора парокомпрессорной холодильной установки (ПКХУ), а абсорбер – всасывающую часть парокомпрессорных холодильных установок. Остальное – совпадает.

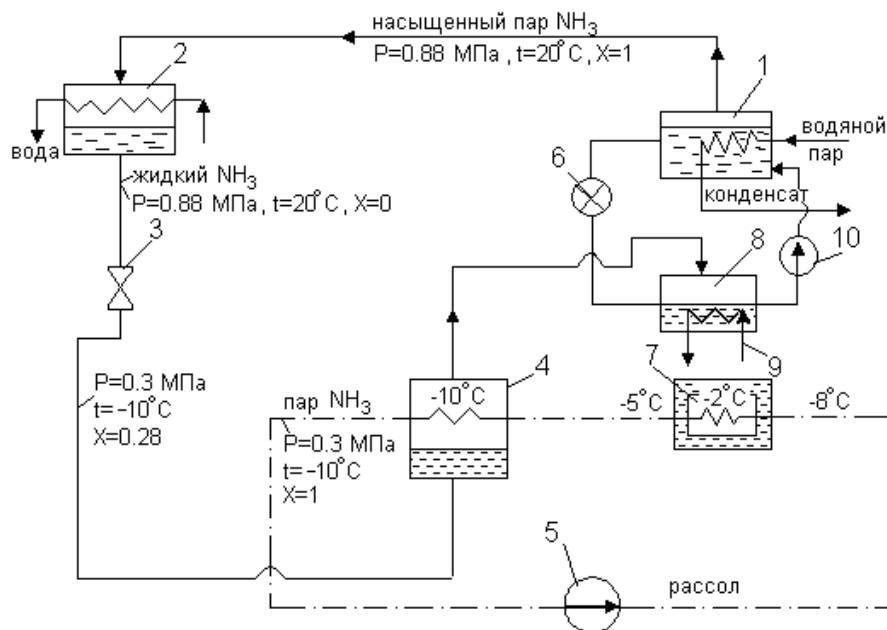


Схема водно-аммиачной абсорбционной установки

- | |
|---|
| 1 – генератор;
2 – конденсатор;
3 – дроссельный вентиль;
4 – испаритель;
5 – насос;
6 – переключной вентиль;
7 – охлаждаемое помещение;
8 – абсорбер;
9 – змеевик с охлаждающей водой;
10 – насос. |
|---|

Примерные параметры рабочего тела на схеме нанесены для наглядности.

Требования к абсорбентам:

- Достаточная скорость поглощения хладагента;
- Температура кипения абсорбента должна быть намного больше температуры кипения хладагента при том же давлении.

Наиболее распространены установки, где хладагентом служит аммиак, а абсорбентом (поглотителем) – вода.

Аммиак хорошо растворим в воде, например при 0°C в одном объеме воды растворяется до 1148 объемов парообразного аммиака с выделением теплоты растворения примерно 1220 кДж/кг.

- В генераторе (1) происходит выпаривание насыщенного аммиачного раствора при подогреве его водяным паром. При этом отгоняется легкокипящий компонент - аммиачный пар с небольшой примесью паров воды.

Давление увеличивается, т.к. при данной температуре $t=20^{\circ}\text{C}$ $p_{\text{нас}}=0,88\text{МПа}$.

Для поддержания концентрации аммиака постоянной, выпаривание хладагента компенсируется подачей его из абсорбера (8) с помощью насоса (10).

- Сухой насыщенный ($x\approx 1$) аммиачный пар в конденсаторе (2) превращается в жидкость ($x=0$);

- В дросселе (3) жидкость аммиака превращается во влажный насыщенный пар ($x\approx 0,28$) с уменьшением давления и температурой;

- В испарителе (4) влажный насыщенный пар аммиака за счет отбора теплоты от рассола превращается в сухой насыщенный пар ($x\approx 1$);

- В абсорбере сухой насыщенный пар аммиака поглощается водой;

- Слабым раствором аммиака, подаваемым из генератора через пропускной вентиль (6), теплота экзотермической реакции абсорбции отводится охлаждающей водой змеевика (9).

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

Холодильный коэффициент:

где:

q_2 — количество теплоты, получаемое 1кг хладагентом в испарителе (холодопроизводительность);

q_1 — количество теплоты, затраченное в генераторе на выпаривание хладагента.

Сравнить ε парокомпрессорной и абсорбционной холодильных установок нельзя ($\varepsilon_{\text{абс}} < \varepsilon_{\text{п-компр}}$), т.к. затрачиваются различные виды энергии.

Два метода получения холода лучше сравнить по приведенным холодильным коэффициентам:

$$\varepsilon_{\text{пр}} = q_2 / q_T$$

где:

q_2 — холодопроизводительность;

q_T — расход теплоты топлива (на 1кг хладагента).

Оказывается, что при температуре использования от -15 до -20°C , $\varepsilon_{\text{пр}}$ будет больше у абсорбционных холодильных установок, чем у парокомпрессорных холодильных установок. Пар для генератора берут из паровых турбин и паровых котлов.

4. Принцип работы парожеторной холодильной установки

Достоинства воды как хладагента: высокая теплота парообразования (в 2 раза больше чем у аммиака и в 10 раз больше, чем у углекислого газа), безвредна, безопасна и дешева.

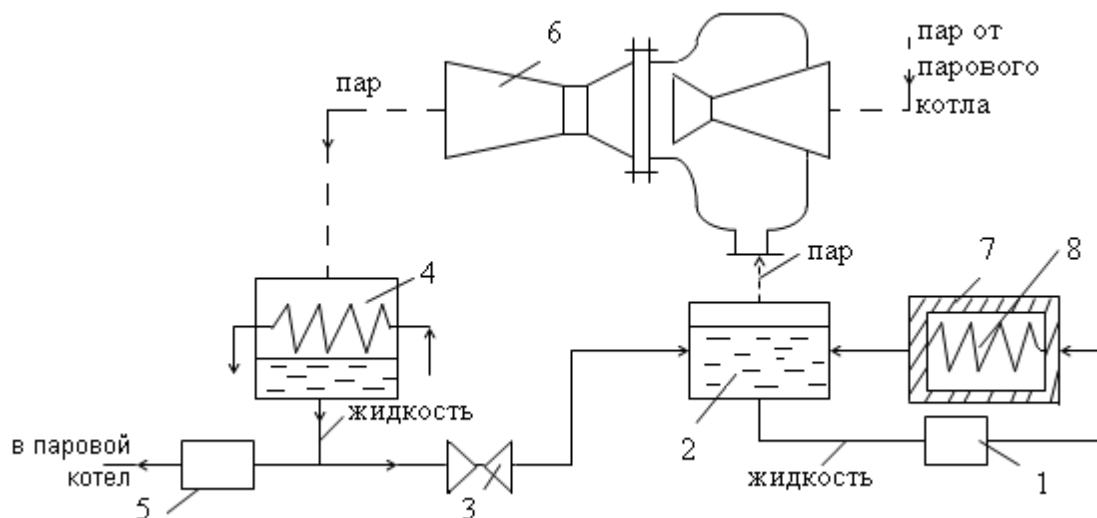
Недостаток воды — нельзя использовать в парокомпрессорных холодильных установках, т.к.:

- Для получения низких температур насыщения нужно создавать очень низкие давления, при которых удельные объемы (V) очень велики. Например, при 0°C и давлении $P=0,6\text{кПа}$ $V''=206\text{ м}^3/\text{кг}$;

- Можно использовать только выше температуры тройной точки ($0,01^{\circ}\text{C}$). (При температурах ниже температуры тройной точки двухфазная смесь состоит не из пара и воды, а из пара и льда).

Пароэжекторные холодильные установки применяют в агрегатах для кондиционирования воздуха и в качестве хладагента, в них используется вода. Воздух для промышленных и жилых зданий обычно охлаждается до температуры 12⁰С.

Принципиальная схема пароэжекторной холодильной установки



Обозначения:

- 1 – насос; 5 – насос;
- 2 – испаритель; 6 – эжектор;
- 3 – дроссельный вентиль; 7 – охлаждаемое помещение;
- 4 – конденсатор; 8 – теплообменник.

Холодная вода (хладоагент) в трубах теплообменника (8) отнимает теплоту от помещения (7) и нагревается и подается в испаритель. В испарителе (2) с помощью эжектора (6) поддерживается глубокий вакуум ($\approx 1,4$ кПа), поэтому вода испаряется, температура ее понижается, и она снова насосом (1) подается в теплообменник (8). Процесс повторяется.

Пары воды из испарителя (2) отсасываются эжектором (6), сжимаются в его дозвуковом диффузоре (расширяющейся части сопла) и выбрасываются в конденсатор (4), откуда конденсат насосом (5) подается в паровой котел, снабжающий паром при $P=0,4-0,6$ МПа эжектор (6). Пополнение водой испарителя (2) идет через дроссельный вентиль (3).

Холодильный коэффициент:

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

где:

q_2 – холодопроизводительность;

q_1 – количество теплоты на получение 1 кг свежего пара в котле. $\varepsilon \approx 0,7 \dots 0,8$,

Недостаток пароэжекторных холодильных установок – большой расход охлаждающей воды в конденсаторе (4), т.к. охлаждается не только хладагент, но и рабочий пар, подводимый к эжектору.

Изучается возможность использования вместо воды фреона-113 ($C_2F_3Cl_3$), что понизит температуру охлаждения.

5. Принцип работы теплового насоса

ТЕПЛОВОЙ НАСОС (трансформатор теплоты) – это установка, с помощью которой можно передавать энергию от тела с низкой температурой к телу с более высокой температурой для отопительных и технологических нужд.

Любая холодильная установка является по существу тепловым насосом. Например, в парокомпрессорной холодильной установке теплота отбирается от охлаждаемого помещения и передается воде конденсатора, которая может использоваться потребителем.

$$\psi = \frac{q_1}{A},$$

- коэффициент преобразования (трансформации) теплоты (отопительный коэффициент).

Где:

q_1 – количество теплоты, передаваемое нагреваемому объему;

A – работа, подведенная в цикле и затрачиваемая на привод компрессора или другого аппарата, осуществляющего сжатие хладагента.

В парожеткорных и абсорбционных холодильных установках подводится не работа, а теплота.

$$\text{Вспомним, что } \varepsilon = \frac{q_2}{A}, \text{ тогда } \psi = \frac{q_1}{A} = \frac{(q_2 + A)}{A} = \frac{q_2}{A} + 1 = \varepsilon + 1, \\ \psi = \varepsilon + 1$$

Для реальных тепловых насосов $\Psi = 3 \dots 4$

Таким образом, тепловой насос отличается от холодильной установки только назначением: схемы и теоретические циклы их практически одинаковы. В тех случаях, когда попеременно требуется охлаждение (летом) и нагрев (зимой) целесообразно совмещать холодильную установку и тепловой насос: вместо двух компрессоров и двух дросселей совмещенная установка будет иметь по одному.

Есть и химические способы трансформации теплоты.

1. 18 Лекция №18(2 часа).

Тема: «Холодильные и криогенные машины и установки.»

1.18.1 Вопросы лекции:

1. Искусственное охлаждение
2. Процессы для получения холода в циклах

1.18.2 Краткое содержание вопросов:

1. Искусственное охлаждение

Получение холода сводится к уменьшению содержания тепла в твердом теле, жидкости или газе. **Охлаждение** — это процесс отнятия тепла, приводящий к понижению температуры или изменению агрегатного состояния физического тела. Различают **естественное** и **искусственное охлаждение**.

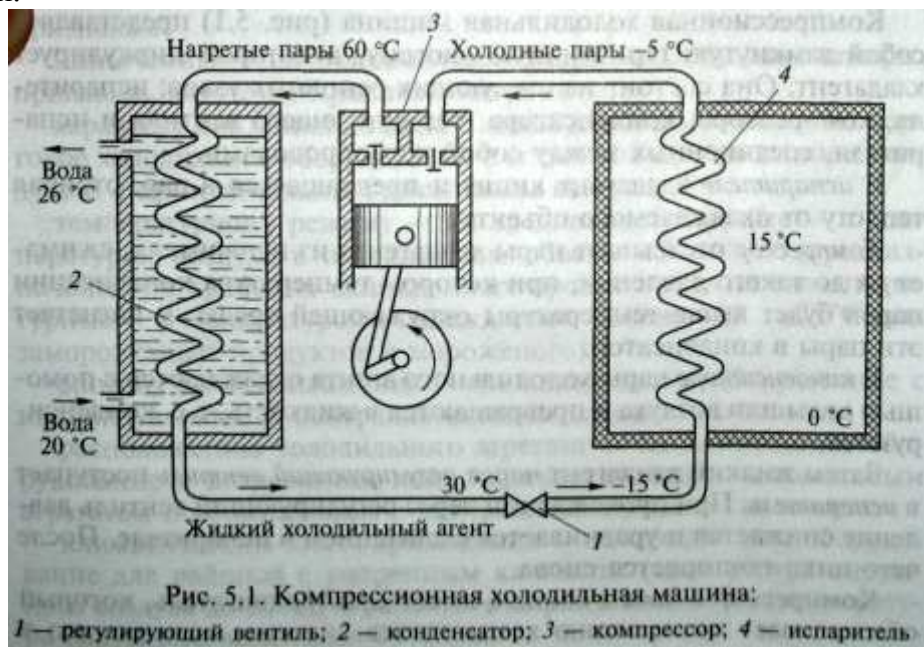
Естественное охлаждение — это отвод тепла от охлаждаемого тела в окружающую среду. При этом способе температуру охлаждаемого тела можно понизить только до температуры окружающей среды. Это самый простой **способ охлаждения** без затраты энергии.

Искусственное охлаждение — это охлаждение тела ниже температуры окружающей среды. Для искусственного охлаждения применяют холодильные машины или холодильные установки. При этом **способе охлаждения** необходимо затратить энергию.

Существует несколько способов получения **искусственного холода**. Самый простой — охлаждение с помощью льда или снега. **Ледяное охлаждение** имеет существенный недостаток — температура охлаждения ограничена температурой таяния льда.

Льдосоляное охлаждение производится с применением дробленого водного льда и соли. Из-за добавления соли скорость таяния льда увеличивается, а температура таяния

льда опускается. Охлаждение сухим льдом основано на действии твердого диоксида углерода — при поглощении тепла сухой лед переходит из твердого состояния в газообразное. С помощью сухого льда можно получить более низкую температуру, чем при использовании водного льда: охлаждающее действие 1 кг сухого льда почти в 2 раза больше, чем 1 кг водного льда, при охлаждении не возникает сырости, выделяемый газообразный диоксид углерода обладает консервирующими свойствами, способствует лучшему сохранению продуктов. Сухой лед применяется при перевозках замороженных продуктов, охлаждении фасованного мороженого, хранении замороженных фруктов и овощей.



Наиболее распространенным и удобным при эксплуатации является машинное охлаждение. По сравнению с другими видами охлаждения машинное охлаждение обладает следующими преимуществами:

- возможностью создания низкой температуры в широких пределах;
- автоматизацией процесса охлаждения;
- доступностью эксплуатации и технического обслуживания и др.

Машинное охлаждение получило в торговле наибольшее распространение в связи с рядом достоинств: автоматическим поддержанием постоянной температуры хранения в зависимости от вида продуктов, рациональным использованием полезной емкости для охлаждения продуктов, удобством обслуживания, высокой экономичностью и возможностью создания необходимых санитарно-гигиенических условий хранения продуктов.

В основу **машинного охлаждения** положено свойство некоторых веществ кипеть при низкой температуре, поглощая при этом большое количество теплоты из окружающей среды. Такие вещества называют холодильными агентами (хладагентами).

Хладагенты — это рабочие вещества паровых холодильных машин, с помощью которых обеспечивается получение низких температур. Хладагенты должны иметь высокую теплоту парообразования, низкую температуру кипения, высокую теплопроводность. Вместе с тем хладагенты не должны быть взрывоопасными, легко воспламеняющимися, ядовитыми. Важное значение имеет стоимость хладагентов. Наиболее отвечающим этим требованиям являются хладон 12, хладон 22 и аммиак. Хладон поступает в торговые предприятия в металлических баллонах, окрашенных в алюминиевый цвет и имеющих условную маркировку R12 или R22.

2. Процессы для получения холода в циклах

Последовательная совокупность отдельных процессов представляет собою рабочий цикл установки.

В основе классификации криогенных установок лежат существенные признаки, изменение которых приводит к появлению новых элементов в структуре циклов. Число таких признаков довольно велико, к ним могут быть отнесены следующие:

- назначение цикла;
- способы получения холода (типы термодинамических процессов охлаждения);
- число ступеней охлаждения;
- вид и число рабочих веществ;
- температурный уровень охлаждения; полезная холодопроизводительность;
- типы применяемого оборудования.

Приведенная далее система классификации использует два наиболее существенных признака: назначение установки и способ получения холода. Такая система классификации может быть развита при использовании других признаков.

По **назначению** все криогенные установки подразделяют на четыре основные группы: рефрижераторные, ожижительные, комбинированные и газоразделительные.

1. *Рефрижераторные установки.* Эта группа обширна и предназначена для решения таких задач криогеники, как охлаждение и термостатирование. Как правило, эти задачи решают одновременно; объект охлаждают до заданного температурного уровня и поддерживают в этом состоянии компенсацией притока теплоты с помощью того или иного процесса охлаждения.

Каждая область применения имеет свои требования в отношении температуры, холодопроизводительности, массы, габаритов, энергозатрат, времени пуска, надежности и др. Следствием этого является различие типов применяемых циклов.

2. *Ожижительные установки* используют для решения другой основной задачи криогеники - перевода веществ в жидкое состояние, а иногда и в твердую фазу. Наиболее широко криогенные ожижительные системы применяют для ожижения природного газа (метана), кислорода, азота, водорода, гелия. Каждое вещество имеет свою температуру конденсации, например, от 112 К для метана до $4,2\text{ К}$ для гелия. Кроме того, сильно различаются производительности установок: от нескольких литров сжиженного криоагента в час до десятков тысяч литров в час. Крупные установки должны иметь более экономичные и, следовательно, более сложные циклы.

3. *Комбинированные установки.* В настоящее время широко применяют установки, позволяющие одновременно (или последовательно) ожижать газ и производить термостатирование в рефрижераторном режиме. Такое совмещение функций делает установки наиболее универсальными, гибкими, способными решать различные задачи. Наиболее распространены гелиевые ожижители-рефрижераторы.

4. *Газоразделительные установки.* Разделение газовых смесей на составные компоненты также относится к основным задачам криогеники. В процессе разделения, как правило, газовую смесь охлаждают до температуры конденсации.

Основная исходная газовая смесь - это атмосферный воздух, из которого получают азот, кислород, аргон, а также редкие газы (криптон, ксенон, неон). Процессы конденсации используют для разделения природных и попутных газов, для выделения редких изотопов. Установки формируют с учетом свойств рабочего вещества, производительности, вида получаемого продукта и ряда других факторов.

Один и тот же термодинамический цикл может быть применен в рефрижераторных, ожижительных и газоразделительных установках, выполняющих различные задачи. В связи с этим необходима классификация по способу получения холода, позволяющая подразделять циклы по типу применяемых термодинамических процессов охлаждения.

По способу получения холода циклы криогенных установок подразделяют на группы, каждая из которых включает ряд типов в зависимости от процесса охлаждения.

1. Циклы на основе термомеханической системы, для которой рабочей средой являются газ или жидкость. В этой системе процессы осуществляются воздействием давления p (обобщенной силы) на объем (обобщенную координату). В этих циклах используют следующие термодинамические процессы охлаждения: дросселирование, расширение в детандере, выхлоп из постоянного объема, изотермическое расширение с подводом теплоты, испарение жидкого криоагента. В ряде циклов используют сочетание этих процессов.

2. Циклы с использованием рабочей среды в твердом состоянии. В этих циклах применяют такие процессы охлаждения, как адиабатное размагничивание и термоэлектрическое охлаждение.

3. Циклы на основе изотопов гелия. К этой группе можно отнести циклы, использующие особые свойства такой рабочей среды, как ожиженные изотопы гелия ^4He и ^3He . В частности, достаточно широко применяют процесс растворения ^3He и ^4He .

Первая из указанных групп циклов наиболее обширна и является основной в криогенной технике, поскольку в промышленных установках используют именно термомеханическую систему. Адиабатное размагничивание и растворение ^3He и ^4He предназначено главным образом для получения сверхнизких температур (ниже 1 К). Эти системы используют в физических экспериментах; промышленного применения они практически не имеют.

6.2. Основные характеристики реальных циклов низкотемпературных систем

Идеальные циклы представляют интерес прежде всего как эталоны для сравнения, образцы для возможного совершенствования реальных систем. Все процессы, протекающие в реальных условиях, в той или иной степени необратимы; следствием этого является существенное различие характеристик идеальных и реальных циклов. Это различие сказывается в уменьшении холодопроизводительности и увеличении затрат энергии, необходимой для получения одного и того же эффекта по сравнению с идеальными циклами.

Таким образом, к основным характеристикам реальных циклов относятся холодопроизводительность и затраты работы.

Холодопроизводительность. В реальных системах холодопроизводительность определяется также произведением ее удельной величины q_x на расход G .

$$Q_x = Gq_x. \quad (47)$$

Следует различать полную и полезную холодопроизводительность. Независимо от вида реального цикла, его полную удельную холодопроизводительность можно определить как уменьшение энтальпии единицы массы рабочего вещества Δi во всех холодопроизводящих процессах данного цикла, т.е.

$$q_{x\text{ п}} = \sum_k \Delta i \quad \text{и} \quad Q_{x\text{ п}} = Gq_{x\text{ п}}. \quad (48)$$

Полезную удельную холодопроизводительность q_x определяют как разность между ее полной величиной $q_{x\text{ п}}$ и суммой удельных потерь холода q_n .

$$q_x = q_{x\text{ п}} - \sum q_n \quad (49)$$

Потери холода, определяемые необратимостью различных процессов в реальных системах, включают различные составляющие.

$$\sum q_n = q_n + q_c + q_{ym} + \dots, \quad (50)$$

где q_n - потери от неполноты рекуперации теплоты; q_c - потери от теплопритока из окружающей среды; q_{ym} - потери от утечек.

Понятие холодопроизводительности применяют не только к рефрижераторным, но и к ожижительным циклам. Отличие ожижительных циклов состоит в том, что их холодопроизводительность реализуется не в виде теплового потока, отводимого от

охлаждаемого объекта, а в виде выводимой из системы части потока рабочего вещества с пониженной энтальпией.

В ожижительных циклах используют понятие коэффициента ожижения x , равного отношению количества ожиженного газа к количеству газа, поступившего в цикл. Коэффициент x определяет долю рабочего вещества, перешедшего в жидкое состояние и полученного из установки в виде полезного продукта. Для идеального цикла $x = 1$. Удельная холодопроизводительность определяется теплотой, отведенной от газа в процессе его ожижения.

$$q_x = x (i_1 - i_f), \quad (51)$$

где i_x - энтальпия газа при температуре окружающей среды; i_f - энтальпия жидкости.

Затраты работы. Для получения полезного эффекта (холодопроизводительности) необходимо затратить работу (энергию), зависящую от вида используемого термодинамического цикла. В идеальных циклах эта работа минимальна. В реальных циклах помимо минимальной работы L_{min} затрачивается дополнительная работа ΔL для компенсации потерь, обусловленных необратимостью процессов в реальных системах. В наиболее распространенных термомеханических криогенных системах основной составляющей является работа на сжатие компрессором рабочего вещества, поступающего в цикл.

Работа сжатия 1 кг идеального газа рассчитывается по формуле:

$$L_K = RT_0 \ln(p_2/p_1) / \eta_{из}, \quad (52)$$

где R - газовая постоянная; p_2/p_1 - отношение давлений; $\eta_{из}$ - изотермический КПД.

Полные затраты энергии составляют:

$$L = L_K \pm L_D, \quad (53)$$

где L_D - дополнительные виды энергии, например, энергия, затраченная при использовании внешних источников холода, таких, как сжиженный криоагент, криогенная машина ($+L_D$) или энергия, возвращаемая в детандерах ($-L_D$).

Практически широко используют понятие удельного расхода энергии l_0 - отношение полной энергии L на 1 кг рабочего вещества к единице полученного эффекта (холодопроизводительности q_x , доли жидкости x , доли M_i продуктов разделения). Удельный расход энергии для рефрижераторных циклов (Дж/Дж) определяется следующим образом:

$$l_0 = L/q_x, \quad (54)$$

для ожижительных циклов (кДж на 1 кг жидкости) -

$$l_0 = L/x; \quad (55)$$

для газоразделительных циклов (кДж на 1 м³ продукта) -

$$l_0 = L/M_i. \quad (56)$$

При проектировании криогенных систем стремятся такие выбирать параметры циклов, чтобы обеспечить минимальное значение l_0 .

При проведении термодинамического анализа криогенных циклов используют выражение для полной затраты работы, позволяющее определить влияние отдельных видов потерь на суммарную работу и эффективность цикла.

$$L = L_{min} + \Delta L, \quad (57)$$

где L_{min} - минимальная работа, затрачиваемая в идеальном обратимом цикле; $\Delta L = T_0 \sum \Delta s_i$ - дополнительная работа, необходимая для компенсации потерь (T_0 - температура окружающей среды); $\sum \Delta s$ - суммарное изменение энтропии всех тел, участвующих в данном процессе или цикле.

Формулу (57) широко используют для термодинамического анализа криогенных установок. Этот анализ позволяет определить влияние потерь в отдельных элементах (машинах, аппаратах) и указывает пути повышения экономичности криогенных систем. Наряду с удельной холодопроизводительностью и удельной энергией используют и другие характеристики, позволяющие сопоставить криогенные циклы и оценить их эффективность.

Холодильный коэффициент ε представляет собой отношение полезной холодопроизводительности q_x к затраченной работе.

$$\varepsilon = q_x / L \quad (58)$$

Холодильный коэффициент является не термодинамической характеристикой, а лишь мерой эффективности охлаждения на единицу затраченной работы. Его используют для сопоставления между собой циклов, работающих на одинаковых температурных уровнях и выполняющих одинаковую задачу. Холодильный коэффициент больше для цикла, в котором потери и, следовательно, затраты работы меньше. Из формул (54), (55) видно, что коэффициент ε – величина, обратно пропорциональная l_0 . Для идеального рефрижераторного цикла Карно определим холодильный коэффициент в соответствии с формулами (29), (30).

$$\varepsilon_c = q_x / l_{min} = T_x / (T_0 - T_x) \quad (59)$$

Для идеального ожижительного цикла в соответствии с формулами (38) и (39) определяется холодильный коэффициент:

$$\varepsilon_{ид} = (i_1 - i_f) / (T_0 (s_1 - s_f) - (i_1 - i_f)). \quad (60)$$

Термодинамический КПД η_t характеризует эффективность реального цикла по сравнению с соответствующим идеальным прототипом. Понятие термодинамического КПД широко используют в криогенной технике; η_t позволяет оценить потери от необратимости, установить их относительное значение. Термодинамический КПД определяют как отношение холодильного коэффициента реального цикла $\varepsilon_{рк}$ холодильному коэффициенту эквивалентного идеального цикла $\varepsilon_{ид}$.

$$\eta_t = \varepsilon_{рк} / \varepsilon_{ид} \quad (61)$$

$\eta_t < 1$ всегда, и только при полной обратимости цикла $\eta_t = 1$. Величину η_t можно выразить и другим способом. Так как у сопоставляемых циклов (реального и идеального) должна быть одинаковая холодопроизводительность q_x , с учетом формулы (58) получим

$$\eta_t = \frac{q_x / L}{q_x / L_{min}} = \frac{L_{min}}{L}. \quad (62)$$

Таким образом, термодинамический КПД легко вычислить как отношение затрат энергии в идеальном и реальном циклах. Необходимо уточнить, что под идеальным циклом обычно понимают обратимый цикл, термодинамически наиболее совершенный для реализации данной задачи.

Эксергетический КПД η_e – это отношение потоков эксергии, отведенной из системы E и подведенной к ней E_o .

$$\eta_e = E / E_o \quad (63)$$

Σ Отводимая эксергия является разностью подводимой эксергии и ее потерь E_{ni} , т.е. $E = E_o - \Sigma E_{ni}$. Для обратимых процессов $E_{ni} = 0$ и $E = E_o$ ($\eta_e = 1$).

Исследование потоков эксергии и ее превращений в различных элементах криогенных установок дает информацию о термодинамическом совершенстве этих элементов и установки в целом. Для вычисления η_e необходимо знать потоки эксергии и их зависимость от параметров состояния системы. Эксергию можно определить по эксергетическим диаграммам. Эксергетический КПД η_e , как и термодинамический, используют для термодинамического анализа криогенных процессов и циклов.

Рассмотренные характеристики циклов широко применяют при расчете и анализе криогенных систем. Следует отметить, что, как правило, невозможно обеспечить оптимальное значение сразу всех характеристик. Так, высокая удельная холодопроизводительность q_x или коэффициент ε часто не соответствуют высокому холодильному коэффициенту $\varepsilon_{ид}$ или минимальному расходу энергии. По этой причине в каждом конкретном случае к криогенной установке предъявляют определенные требования, удовлетворение которым создает наилучшие условия работы. Расчет цикла обычно сопровождают его оптимизацией, суть которой состоит в выполнении серии

расчетов при изменении различных параметров (давлений, температур, допустимых потерь и др.). В результате принимают те значения параметров, которые обеспечивают оптимальные или близкие к оптимальным показатели по одной или нескольким характеристикам.

6.3. Энергетический баланс отдельных ступеней охлаждения

Каждая криогенная установка имеет в своей основе низкотемпературный термодинамический цикл, представляющий собой совокупность различных процессов. Для термомеханической системы такими процессами обычно являются: сжатие, теплообмен, расширение. Криогенная установка обеспечивает необходимый эффект (охлаждение, термостатирование, ожижение) в результате последовательной реализации этих простых процессов. Конструированию и разработке криогенной установки обычно предшествует выбор термодинамического цикла и его расчет.

В задачи расчета цикла входят определение потоков теплоты и массы рабочего вещества, а также определение параметров состояния во всех характерных точках. При расчете цикла многие исходные данные обычно приходится выбирать заранее, в частности, КПД машин, давления потоков, температуры, теплопритоки из окружающей среды, гидравлические потери и др. В итоге расчета выбранные и найденные параметры криогенной установки должны удовлетворять оптимальным значениям тех или иных показателей эффективности. Несмотря на многочисленность и разнообразие криогенных циклов, их расчет можно построить на едином подходе к самым различным вариантам, на единой методологической основе.

Сущность такого метода состоит в том, что любой сложный цикл можно представить как последовательную совокупность отдельных ступеней охлаждения. На каждой ступени осуществляется какой-либо процесс охлаждения, обеспечивающий функционирование ступени и цикла в целом. Чаще всего используют такие процессы, как дросселирование, расширение в детандере, их сочетание, а также внешнее охлаждение (ожиженным хладагентом или с помощью отдельного холодильного цикла).

Несмотря на разнообразие криогенных циклов число вариантов компоновки их ступеней сравнительно невелико. Очевидно, что для построения общего метода расчета нужно получить формулы, позволяющие определять все расчетные характеристики для отдельных типовых ступеней. Формулы для вычисления потоков теплоты и массы обычно получают из уравнений энергетического и материального баланса для отдельных ступеней охлаждения.

Метод энергетического баланса широко применяют при расчете криогенных установок и систем. Он базируется на фундаментальном физическом принципе сохранения энергии.

$$\sum L_i + \sum (G_i i_i) + \sum Q_i = 0, \quad (64)$$

где $\sum L_i$ - работа механическая, затраченная или полученная системой; G_i - масса газа i -го потока, поступающего в систему или покидающего ее; i_i - удельная энтальпия i -го потока; $\sum Q_i$ - теплота, получаемая или теряемая системой.

Уравнение энергетического баланса обычно составляют, приняв за единицу поток, вводимый в цикл (поступающий из компрессора), т.е. $G_K = 1$. Этот прием является наиболее общим для ожижительных, рефрижераторных и газоразделительных циклов.

6.4. Ступени охлаждения криогенных систем

Рассмотрим некоторые, наиболее часто встречающиеся в криогенных циклах, ступени охлаждения. Есть определенное различие для ступеней ожижительных и рефрижераторных циклов, рассмотрим ступени ожижительных циклов. Принцип их построения, применяемый для рефрижераторных криогенных систем, аналогичен, с той лишь разницей, что из низкотемпературного цикла не выводится ожиженное рабочее вещество, а циркулирует постоянная его масса.

6.4.1. Степень внешнего охлаждения

На рис. 19, а приведена схема такой ступени, на рис. 19, б показан процесс охлаждения в диаграмме $T-s$.

В ступени предусмотрено использование жидкого хладагента (поток G_o) в качестве источника внешнего охлаждения. Поток G_o поступает в сосуд C (точка 6), где кипит, испаряется и отводит теплоту от рабочего вещества G_i , температура которого при этом понижается от T_3 до T_4 (точки 3-4). Жидкость получают в отдельных установках или во вспомогательном цикле, функционирующем параллельно с основным. Для этой цели обычно используют такие вещества, как аммиак, фреон, азот, водород и др.

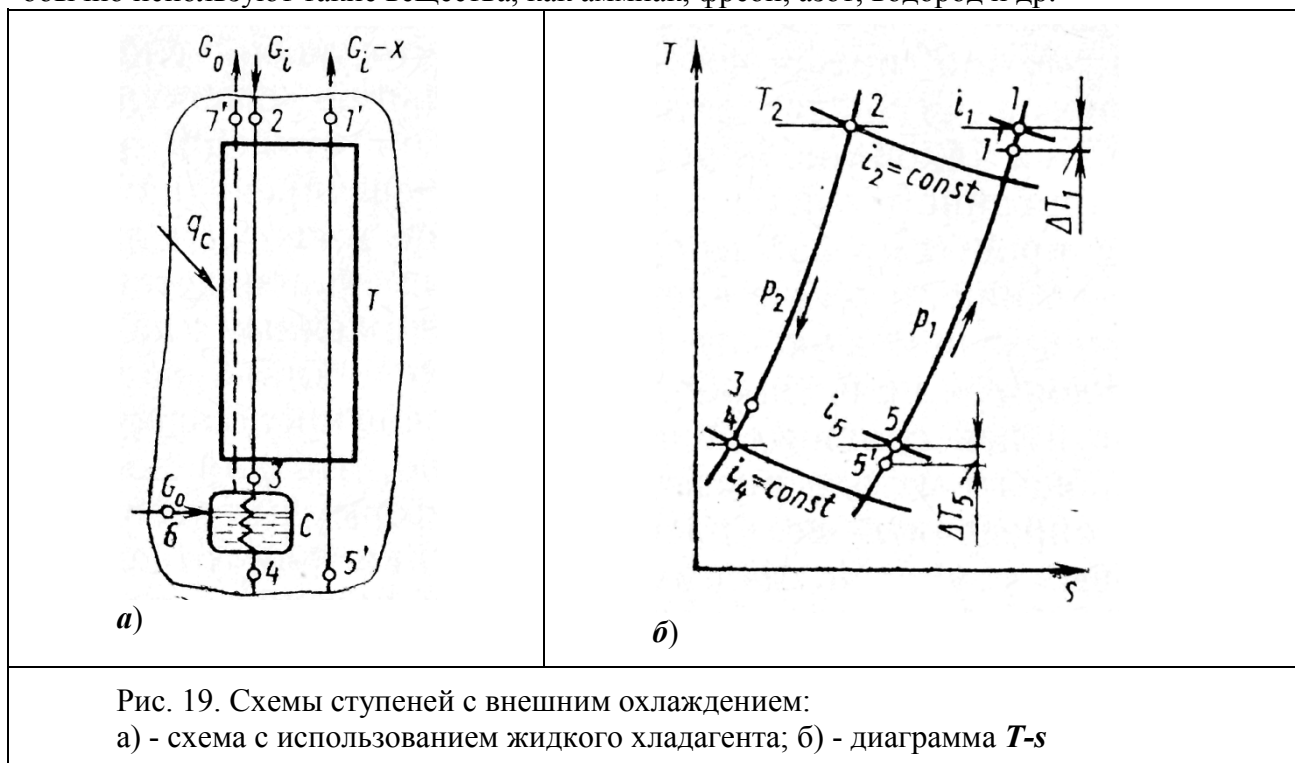


Рис. 19. Схемы ступеней с внешним охлаждением:
а) - схема с использованием жидкого хладагента; б) - диаграмма $T-s$

Последовательность протекания всех процессов в ступени следующая. Прямой поток рабочего вещества G_i поступает при температуре T_2 с давлением p_2 . Этот поток проходит теплообменник T , в котором охлаждается обратным потоком до температуры T_3 ; затем для снижения температуры от T_3 до T_4 теплота отводится внешним источником. Охлажденный до температуры T_4 прямой поток направляется в следующую ступень. Идущий в обратном направлении холодный поток поступает с температурой T_5 в количестве $G_i - x$ (x - доля охлажденного газа, отведенного из цикла на его заключительном этапе). Обратный поток подогревается в теплообменнике до температуры T_1 и выводится из ступени. При этом давление обратного потока p_1 ; разности температур между потоками (обусловленные неполнотой рекуперации теплоты): ΔT_1 на верхнем (теплом), ΔT_5 на нижнем (холодном) уровне температур ступени; приток теплоты из окружающей среды q_c . Уравнение энергетического баланса, из которого найдем количество теплоты q_0 , отводимой внешним источником, а также необходимую массу G_o охлаждающего потока следующее:

$$G_i i_2 + (G_i - x) i_5 + G_i q_c + G_o i_6 = G_i i_4 + (G_i - x) i_1 + G_o i_7.$$

Энтальпии обратного потока в точках 1' и 5' определяются следующим образом:

$$i_1 = i_1 - c_p \Delta T_1; i_5 = i_5 - c_p \Delta T_5. \quad (65)$$

Группируя члены балансового уравнения, получим

$$q_0 = G_o (i_7 - i_6) = x (i_1 - i_5) + G_i ((i_5 - i_4) - (i_1 - i_2) + c_p (\Delta T_1 - \Delta T_5) + q_c).$$

Введем обозначения:

$$(i_5 - i_4) = \Delta i_{T5}; (i_1 - i_2) = \Delta i_{T1}, \quad (66)$$

где Δi_{T5} и Δi_{T1} - изотермические эффекты дросселирования на уровнях температур соответственно T_5 и T_1 .

С учетом принятых обозначений окончательно получим:

$$q_0 = G_o (i_{7'} - i_6) = x (i_{1'} - i_5) + G_i ((\Delta i_{T5} - \Delta i_{T1}) + c_p(\Delta T_I - \Delta T_5) + q_o). \quad (67)$$

Правая часть формулы (67) определяет полные затраты холода на данной ступени, левая часть - холодопроизводительность q_0 внешнего источника, необходимую для компенсации этих затрат. Из формулы (67) можно найти массу охлаждающего потока G_o .

6.4.2. Ступень с расширением потока в детандере

На рис. 20, а дана схема ступени, на рис. 20, б показан процесс в диаграмме $T-s$. В данном случае реализуется внутренний процесс охлаждения расширением в детандере части основного потока рабочего вещества.

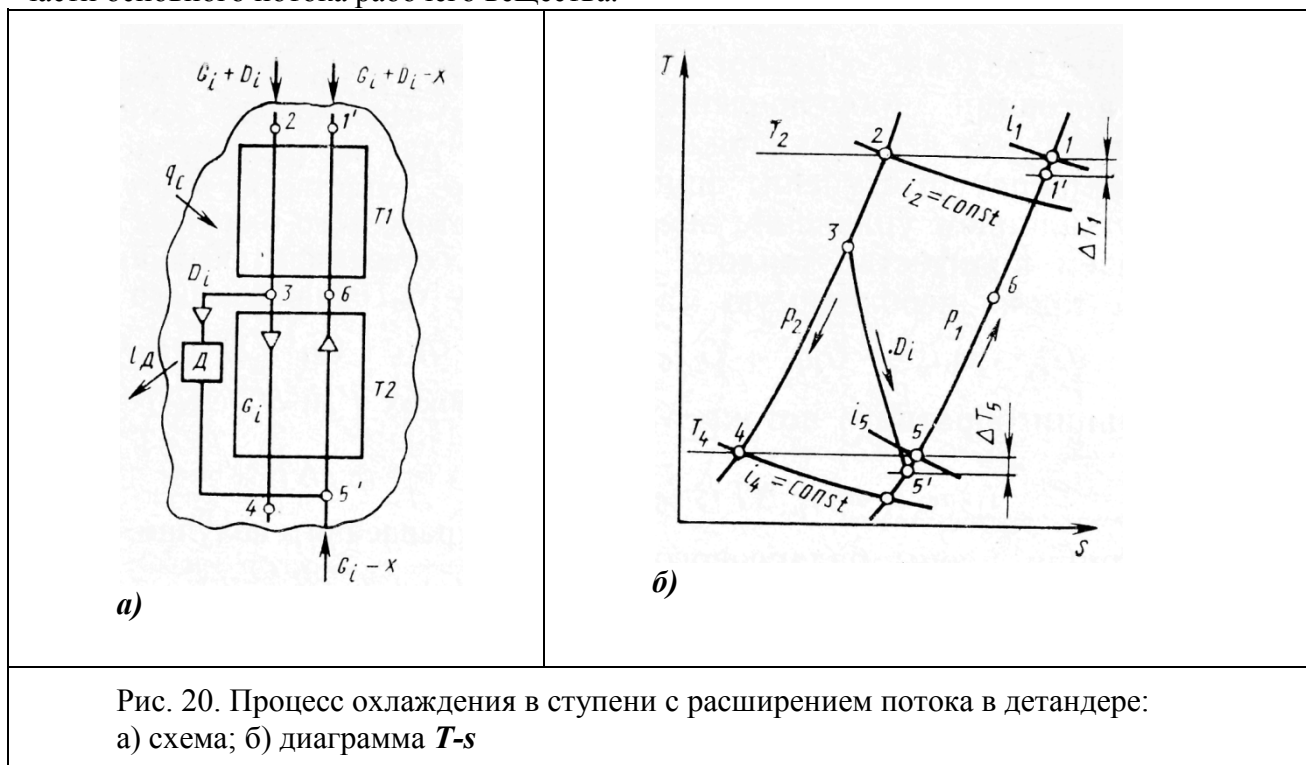


Рис. 20. Процесс охлаждения в ступени с расширением потока в детандере:
а) схема; б) диаграмма $T-s$

Прямой поток $G_i + D_i$ поступает в ступень при температуре T_2 с давлением p_2 . Этот поток охлаждается в теплообменнике $T1$ в интервале температур от T_2 до T_3 , затем часть его D_i идет в детандер D , где расширяется до давления p_1 обратного потока; при этом его температура понижается до T_5 .

2. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

2.1 Лабораторная работа № 1,2 (4 часа)

Тема: Определение коэффициента теплопроводности твердых тел методом цилиндрического слоя.

Цель работы: ознакомиться с экспериментальным способом определения коэффициента теплопроводности материалов.

1. Теоретические основы работы

Рассмотрим стационарный процесс теплопроводности в цилиндрической стенке с внутренним радиусом r_1 и внешним радиусом r_2 . На поверхностях стенки заданы постоянные температуры t_{c1} и t_{c2} . В заданном интервале температур коэффициент теплопроводности материала стенки постоянен. Температура стенки изменяется только в радиальном направлении. Процесс стационарный. При данных допущениях уравнение теплопроводности выглядит так:

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} = 0; \quad (1)$$

$$\text{граничные условия: при } r=r_1, t=t_{c1} \text{ и при } r=r_2, t=t_{c2} \quad (2)$$

Количество теплоты, проходящего через цилиндрическую поверхность в единицу времени, можно найти по закону Фурье:

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} S, \text{ где} \quad (3)$$

$S = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot l$ – площадь цилиндрической поверхности м^2 ;

λ – коэффициент теплопроводности, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$.

Тепловой поток через цилиндрическую стенку находится по формуле:

$$Q = \frac{2 \pi \lambda l (t_{c1} - t_{c2})}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}, \text{ Вт} \quad (4)$$

Из (4) следует:

- удельный тепловой поток через внутреннюю поверхность:

$$q_1 = \frac{Q}{\pi d_1 l} = \frac{2 \lambda (t_{c1} - t_{c2})}{d_1 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (5)$$

- удельный тепловой поток через внешнюю поверхность:

$$q_2 = \frac{Q}{\pi d_2 l} = \frac{2 \lambda (t_{c1} - t_{c2})}{d_2 \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (6)$$

- линейная плотность теплового потока:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{2 \pi \lambda (t_{c1} - t_{c2})}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (7)$$

2. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, а е общий вид – на рис. 2. На передней панели находится восьмиканальный измеритель температуры 1 типа УКТ-38, подключённый к шести хромель-копелевым термопарам, тумблер 5 включения УКТ-38, мультиметр 2 типа МУ-67 с автоматическим переключением пределов измерений, тумблер электропитания установки 3, разъёмы для подключения мультиметра, тумблер 6 для переключения мультиметра на измерение падения напряжения на образцовом сопротивлении U_0 и напряжения на нагревателе U_n . Регулируемый источник питания ЛАТР 4 включается тумблером 7.

На цилиндрическом нагревателе 8 расположена медная термостатирующая труба 9, на наружную поверхность которой надеты шесть исследуемых образцов 10 с одинаковыми размерами. Для уменьшения вертикальных конвективных потоков образцы разделены тонкими пластинами 11. Для уменьшения тепловых потерь на концах нагревателя расположены теплоизолирующие втулки 12 из пенопласта.

Электропитание к нагревателю подводится от источника питания ЛАТР 4 (рис. 1). Выход от ЛАТР соединяется с нагревателем электрическим кабелем через заднюю панель. Последовательно с нагревателем включено образцовое сопротивление R_0 (рис. 2) для определения величины электрического тока в цепи по измеренному значению падения напряжения на R_0 .

На внутренней и наружной поверхности исследуемых образцов расположены шесть хромель-копелевых термопар (по 3 термопары на каждой поверхности), которые измеряют температуры в точках сечений: $\frac{L}{6}$, $\frac{L}{2}$, $\frac{5L}{6}$, где L – длина рабочего участка.

Термопары подключены к измерителю температур УКТ-38, который их «опрашивает» и показывает измеренные величины в следующей последовательности:

t_{11} – температура внутренней поверхности в сечении $\frac{5L}{6}$;

t_{21} – температура внешней поверхности в сечении $\frac{5L}{6}$;

t_{12} – температура внутренней поверхности в сечении $\frac{L}{2}$;

t_{22} – температура внешней поверхности в сечении $\frac{L}{2}$;

t_{13} – температура внутренней поверхности в сечении $\frac{L}{6}$;

t_{23} – температура внешней поверхности в сечении $\frac{L}{6}$.

3. Порядок проведения эксперимента

При проведении эксперимента необходимо измерить следующие величины:

U_n – напряжение на нагревателе;

U_0 – напряжение на образцовом сопротивлении;

t_{ij} – температура внутренней ($i=1$) и внешней ($i=2$) поверхности в трех ($j=1,2,3$) сечениях цилиндрического слоя.

Порядок проведения измерений:

1. Убедиться, что регулятор напряжения ЛАТРа повернут против часовой стрелки до упора.

2. Включить тумблер 3 питания установки, тумблер 7 питания нагревателя и тумблер 5 питания УКТ-38. Включить мультиметр на измерение переменного напряжения ($V\sim$).

3. Установить напряжение на нагревателе $U_n \approx 60$ В регулятором напряжения ЛАТР.
4. Подождать несколько минут для получения стационарного режима (показания приборов не должны изменяться значительно).
5. Снять показания U_n и U_0 по мультиметру, установив переключатель 6 в соответствующее положение.
6. Снять показания t_{ij} . При этом измеритель температуры УКТ-38 автоматически и последовательно переключается с одной термодпары на другую.
7. Занести полученные данные в таблицу результатов измерений.
8. Повторить пункты 3-7 не менее трех раз, изменяя напряжение U_n регулятором напряжения ЛАТР, но не более 80 В.
9. Выключить приборы и установку, повернуть против часовой стрелке до упора регулятор напряжения ЛАТРа.

4. Исходные данные для расчетов

Параметры установки:

длина рабочего участка: $l = 0,384$ м,

внутренний диаметр образца: $d_1 = 22$ мм,

внешний диаметр образца: $d_2 = 34$ мм,

величина образцового сопротивления: $R_0 = 0,1$ Ом.

Таблица результатов измерений

№	U_n	U_0	t_{11}	t_{21}	t_{12}	t_{22}	t_{13}	t_{23}
1								
2								
3								

5. Результаты расчетов

По результатам измерений выполнить расчеты, используя следующие соотношения:

$$I_n = \frac{U_0}{R_0}; Q = U_n I_n$$

$$t_{c1} = \frac{t_{11} + t_{12} + t_{13}}{3}$$

$$t_{c2} = \frac{t_{21} + t_{22} + t_{23}}{3}$$

$$\lambda = \frac{Q \cdot \ln\left(\frac{d_2}{d_1}\right)}{2 \cdot \pi \cdot l \cdot |t_{c1} - t_{c2}|},$$

где

t_{c1} и t_{c2} – усредненные по трем сечениям значения температуры на внешней и внутренней поверхности цилиндрического слоя,

λ – среднее по результатам измерения значение теплопроводности материала цилиндрического слоя.

Таблица результатов расчета

№	I_H, A	$Q, Вт$	$t_{C1}, 0C$	$t_{C2}, 0C$	$\lambda, \frac{Вт}{м \cdot К}$
1					
2					
3					

6. Контрольные вопросы:

1. Понятие теплопроводности.
2. Коэффициент теплопроводности, его физический смысл.
3. Закон Фурье.
4. Механизм передачи тепловой энергии в металлах.
5. Механизм передачи тепловой энергии в диэлектриках.
6. Механизм передачи тепловой энергии в полупроводниках.
7. Механизм передачи тепловой энергии в жидкостях.
8. Механизм передачи тепловой энергии в газах.
9. Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры.

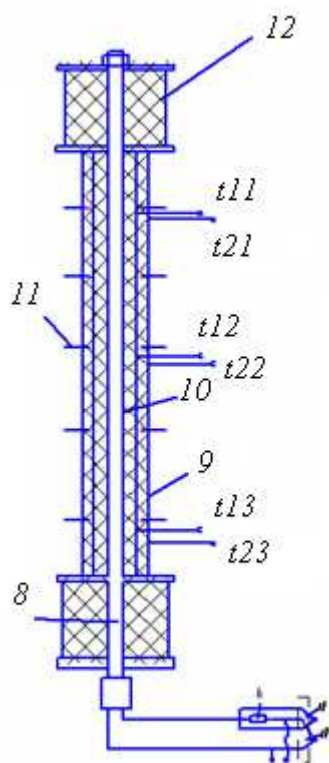


Рис. 1

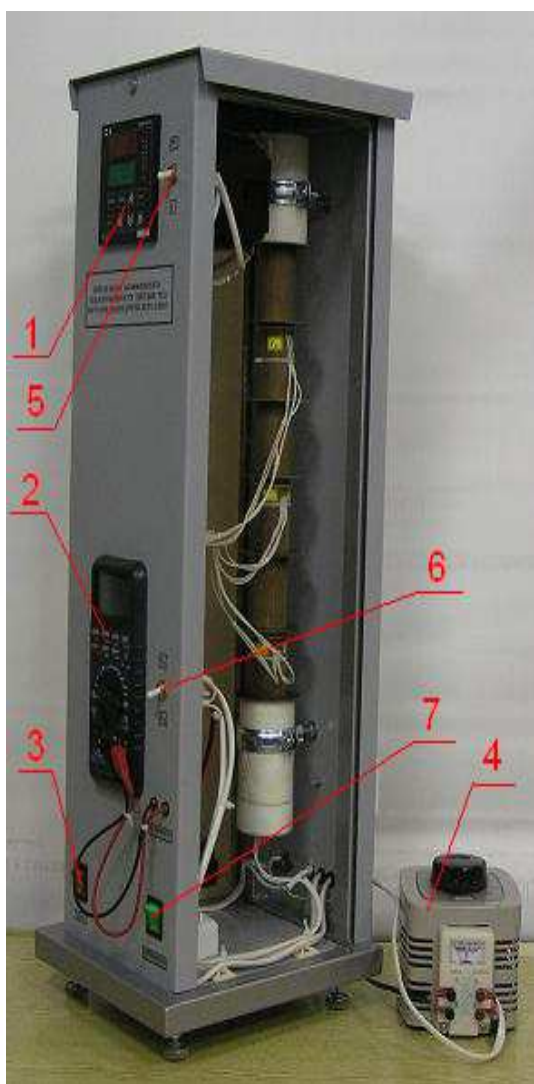


Рис. 2

2.2 Лабораторная работа № 3,4 (4 часа).

Тема: Определение коэффициента температуропроводности стали методом регулярного режима.

Цель работы: изучить методику экспериментального определения коэффициента температуропроводности металлического образца.

1. Теоретические основы работы

Связь между временными и пространственными изменениями температуры в любой точке тела, в которых происходит процесс теплопроводности, устанавливается уравнением теплопроводности. Для тела, в котором отсутствуют источники тепла, оно принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t, \quad (1)$$

где t – температура, $^{\circ}\text{C}$;

τ – время, с;

a – коэффициент температуропроводности, $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$. Он является физическим параметром вещества и является мерой теплоинерционных свойств тела. При прочих равных условиях выравнивание температур во всех точках тела будет происходить тем быстрее, чем больше коэффициент температуропроводности. Он вычисляется по формуле:

$$a = \frac{\lambda}{c\rho}, \quad (2)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; c – удельная теплоемкость вещества, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$; ρ – плотность вещества, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Решение уравнения (1) производится с помощью рядов Фурье. Для различных краевых условий результаты получаются различными, но методология решения в основном одинакова. Искомая функция уравнения (1) зависит от большого числа переменных, но при более глубоком анализе решений оказывается, что эти переменные можно сгруппировать в три безразмерных комплекса. Эти комплексы являются критериями подобия:

$$\frac{al}{\lambda} = Bi \text{ – критерий Био,}$$

$$\frac{a\tau}{l^2} = Fo \text{ – критерий Фурье,}$$

$$\frac{x}{l} = L \text{ – критерий геометрического подобия.}$$

Применение метода регулярного режима для нахождения коэффициента теплоотдачи

При малых Bi температура на поверхности тела незначительно отличается от температуры на его оси. Это возможно для металлов, у которых величина температуропроводности достаточно велика (медь, дюраль). В этом случае нагрев или охлаждение тела определяется интенсивностью теплоотдачи на его поверхности, а процесс выравнивания температуры в теле происходит существенно быстрее, чем подвод или отвод теплоты с поверхности тела.

Решение задачи о нагревании (охлаждении) тел приводит к понятию темпа нагрева (охлаждения):

$$\frac{1}{t} \frac{\partial t}{\partial \tau} = -m \quad (3)$$

Левая часть определяет относительную скорость изменения температуры, которая при регулярном режиме не зависит от координат и времени и является постоянной величиной. Можно показать, что

$$m = \psi \frac{\bar{\alpha} S}{c} \quad (4)$$

Формула (4) отражает содержание первой теоремы Кондратьева: темп охлаждения (нагрева) однородного и изотропного тела при конечном значении коэффициента теплоотдачи пропорционален коэффициенту теплоотдачи, площади поверхности тела и обратно пропорционален его теплоемкости.

Множитель ψ называется коэффициентом неравномерности распределения температуры. В случае медленного нагрева металлических образцов $\psi=1$.

А.В. Лыковым было показано, что регулярный режим определяется не только определенными температурными полями, возникающими в нагреваемом или охлаждаемом теле, но и потоками тепла через его поверхность. Поэтому при нагревании металлических образцов нет необходимости различать регулярные режимы первого, второго и третьего рода. В качестве общего свойства теплового регулярного режима можно принять соотношение

$$-\frac{dt}{d\tau} = m(t_c - \bar{t}), \quad (5)$$

где \bar{t} – средняя по объему температура тела;

t_c – температура среды.

Средний коэффициент теплоотдачи может быть найден по формуле:

$$\bar{\alpha} = \frac{c \rho m}{(t_c - \bar{t})} \frac{dt}{d\tau} \quad (6)$$

Применение метода регулярного теплового режима первого рода для определения коэффициента температуропроводности металлов

Экспериментальный метод определения температуропроводности, требующий условия $Bi \rightarrow \infty$ не всегда осуществим при исследовании тел с высокой теплопроводностью, для которых $Bi < 10$. В этом случае применяется метод двух точек, в котором используется важнейшее свойство регулярного режима, состоящее в том, что температурное поле в образце при его охлаждении в среде с постоянной температурой остается подобным самому себе. Следовательно, отношение температур для двух произвольных точек тела будет равно постоянной величине, не зависящей от времени:

$$\frac{t_1}{t_2} = b, \quad (7)$$

где $0 \leq b \leq 1$.

Величина b и темп охлаждения m определяются из опыта. Для этого строятся графики зависимостей $\ln \theta_1 = f_1(\tau)$ и $\ln \theta_2 = f_2(\tau)$, где $\theta_2 = t_2 - t_c$, $\theta_1 = t_1 - t_c$.

На регулярном участке получаются два отрезка параллельных прямых, угловой коэффициент которых определяет темп охлаждения. Значение b определяется из тех же графиков по соотношению

$$y = \ln \theta_1 - \ln \theta_2, \quad (8)$$

тогда

$$b = e^{-y} \quad (9)$$

Температуропроводность исследуемого образца рассчитывается из соотношения

$$a = \frac{mK}{P^2}, \quad (10)$$

где P – безразмерная величина

$$P = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{\infty}} \leq 1 \quad (11)$$

и K – коэффициент формы

$$K = \frac{1}{\left(\frac{\varepsilon_{\infty}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2}, \quad (12)$$

где: l – высота цилиндра; R – радиус цилиндра; ε - постоянная определяемая из граничных условий при решении уравнения (1) для $Bi < 10$; ε_{∞} - постоянная, определяемая из граничных условий при решении уравнения (1) для $Bi = \infty$ (практически ≥ 100).

В формуле (10) величину P^2 заменяют на функцию $\Phi(y)$, которая приведена в таблице.

Следовательно, соотношение (10) можно записать в виде:

$$a = \frac{mK}{\Phi(y)} \quad (13)$$

Для расчета темпа охлаждения из экспериментальных данных используется один из графиков (например $\ln \theta_l = f_l(\tau)$)

$$m = \frac{\ln \theta_2 - \ln \theta_1}{\tau_2 - \tau_1}, \quad (14)$$

а для расчета коэффициента формы соотношение

$$K = \frac{1}{\left(\frac{2,4048}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2} \quad (15)$$

Таблица значений $\Phi(y)$

y	$\Phi(y)$	y	$\Phi(y)$
0,03	0,023	0,22	0,147
0,04	0,030	0,25	0,165
0,05	0,037	0,30	0,196
0,07	0,051	0,35	0,228
0,10	0,072	0,4	0,252
0,12	0,0860	1	0,527
0,15	0,105	2	0,808
0,17	0,118	3	0,927
0,20	0,137	0,5	0,301

Данный метод предполагает предварительное знание коэффициента формы образца, но при этом отпадает необходимость измерения координат двух точек в теле, в которых измеряется температура.

2. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1 и 2. На передней панели находятся два двухканальных измерителя температуры 1,2 типа ТРМ200, подключенные к

трем хромель-копелевым термопарам. Первый канал измерителя 1 подключен к термопаре 5, измеряющей температуру t_1 цилиндрического образца 11 в середине на его оси. Первый канал измерителя температуры 2 подключен к термопаре 3, измеряющей температуру t_2 внутри цилиндра 11 на расстоянии 15 мм от его оси. Второй канал измерителя 2 подключен к термопаре 4, измеряющей температуру t_3 воды в термостате 12 вблизи цилиндра. На передней панели также находятся тумблер 6 включения электропитания установки, тумблер 20 включения питания электропечи 19 и регулятора мощности 10 электропечи, устройство перемещения 18 образца из печи 19 в емкость 12 термостата, тумблер 7 включения вентилятора 8.

3. Порядок проведения эксперимента

1. С помощью подъемного устройства 18 осторожно поместить в электропечь 19 образец 11.
2. Включить питание установки, регулятор температуры 10 и повернуть диск регулирования по часовой стрелке на половину оборота.
3. Включить вентилятор для ускорения процесса нагревания образца
4. Включить измерители температуры.
5. Произвести нагрев образца до температуры 60-70 °С.
6. С помощью подъемного устройства 18 переместить образец из печи в емкость 12 с водой.
7. Включить секундомер.
8. Через каждые 10 секунд производить отсчет показаний измерителей температуры и заносить данные в таблицу.
9. Выключить приборы и установку.
9. Произвести необходимые расчеты.
10. Сделать вывод.

4. Исходные данные для расчетов

Параметры установки:

диаметр образца $d = 35$ мм;

длина образца $l = 70$ мм;

расстояние между спаями двух термопар 15 мм;

материал образца: нержавеющая сталь.

Таблица результатов эксперимента

№ п/п	t_1 , оС	t_2 , оС	t_3 , оС	τ , с	θ_1	θ_2	$\ln \theta_1$	$\ln \theta_2$
1								
2								
3								
...								

5. Контрольные вопросы:

1. Нестационарная теплопроводность.
2. Понятие регулярного режима.
3. Темп охлаждения.
4. Коэффициент температуропроводности, его физический смысл.
5. Критерий Био, его физический смысл.
6. Методы решения задач теплопроводности при нестационарном режиме теплообмена.
7. Теоремы Кондратьева.

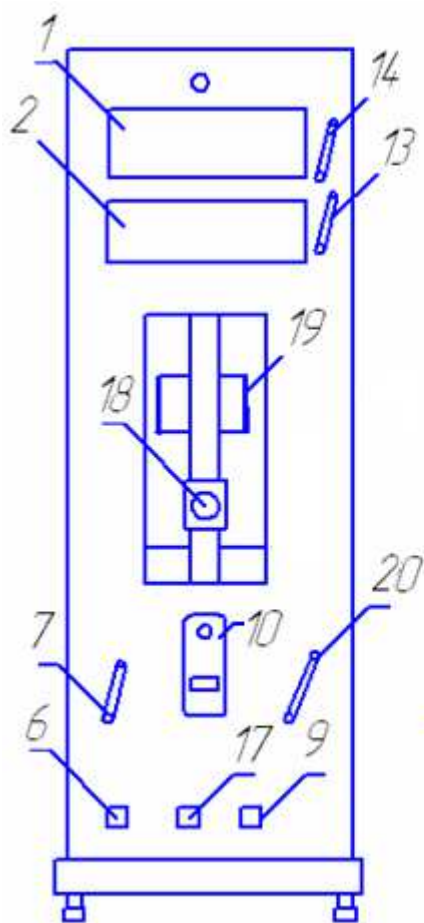


Рис. 1

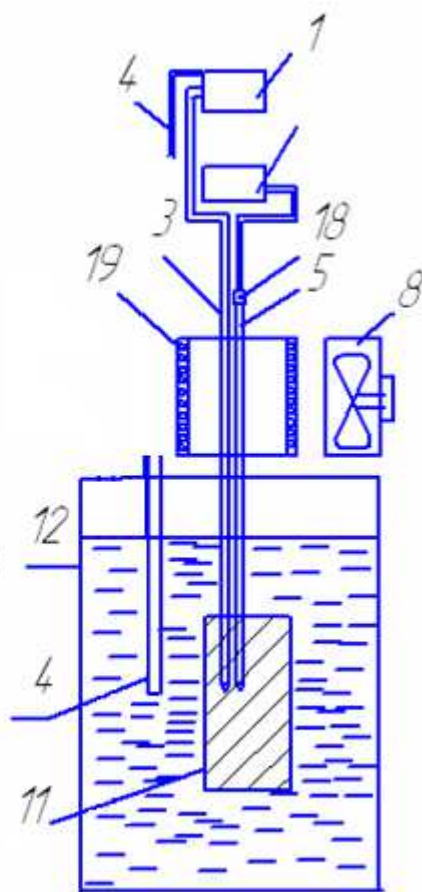


Рис. 2

2.3 Лабораторная работа № 5,6 (4 часа).

Тема: Определение коэффициента теплоотдачи при свободной конвекции воздуха на обогреваемом цилиндре.

Цель работы: Определение коэффициента теплоотдачи трубы при свободной конвекции воздуха на обогреваемом цилиндре при различных температурах поверхности трубы.

1. Теоретические основы работы

Причиной возникновения свободной конвекции является неустойчивое распределение плотностей жидкости (газа), обусловленное неравномерностью нагрева. При этом температурный напор определяет разность плотностей и величину подъемной силы, а площадь поверхности – зону распространения процесса.

Используются два метода расчета коэффициента теплоотдачи: по экспериментальным данным о тепловом потоке и температурном напоре и метод, основанный на решении уравнения теплопроводности с помощью теории подобия.

Теплообмен на границе стенка-жидкость (газ) характеризует критерий Нуссельта, который определяется по выражению:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l_0}{\lambda}, \quad (1)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;

l_0 – определяющий размер, для горизонтальных труб принимается их диаметр d , а для вертикальных поверхностей (труб, пластин) – их высота;

λ – коэффициент теплопроводности среды (воздуха), $\frac{Вт}{м \cdot К}$.

Теоретическое определение коэффициента теплоотдачи

Для заданных условий исследования теплоотдачи (горизонтальная труба омывается свободно движущимся воздухом) выражение для определения теоретического значения коэффициента теплоотдачи принимает вид:

$$\alpha_T = \frac{Nu \cdot \lambda}{d} \quad (2)$$

В диапазоне температур воздуха от 20 до 100 °С коэффициент теплопроводности воздуха можно рассчитать по эмпирическому уравнению:

$$\lambda = 0,0244 + 0,000005 \cdot t_{cp}, \quad (3)$$

где t_{cp} – средняя температура воздуха, °С, определяемая по выражению:

$$t_{cp} = \frac{t_{ст} + t_{воз}}{2}, \quad (4)$$

в котором $t_{ст}$ – средняя температура стенки трубы, °С;

$t_{воз}$ – температура окружающего воздуха, °С.

Критерий Нуссельта для горизонтальных труб при условии $10^4 < Gr \cdot Pr < 10^7$ можно определить по выражению:

$$Nu = 0,5(Gr \cdot Pr)^{0,25}, \quad (5)$$

где Gr – критерий Грасгофа;

Pr – критерий Прандтля.

В свою очередь, критерий Грасгофа рассчитывается по формуле:

$$Gr = \frac{\beta \cdot g \cdot d^3 \Delta t}{\nu^2}, \quad (6)$$

где β – коэффициент объемного расширения жидкости (газа), $К^{-1}$, определяемый для газа по формуле:

$$\beta = \frac{1}{t_{cp} + 273,15}; \quad (7)$$

g – ускорение свободного падения, $g=9,81 \frac{м}{с^2}$;

d – диаметр трубы, м;

Δt – температурный напор, $^{\circ}C$, рассчитываемый по формуле: $\Delta t = t_{cm} - t_{возд}$;

ν – кинематическая вязкость жидкости (газа), $\frac{м^2}{с}$.

В диапазоне температур воздуха от 20 до 100 $^{\circ}C$ коэффициент кинематической вязкости воздуха можно рассчитать по эмпирическому уравнению:

$$\nu = 12,94 + 0,00001 \cdot t_{cp} \cdot 10^{-6} \quad (8)$$

В этом же диапазоне температур критерий Прандтля рассчитывается по формуле:

$$Pr = 0,7068 - 0,0002 \cdot t_{cp} \quad (9)$$

Таким образом, для теоретического определения коэффициента теплоотдачи необходимо иметь экспериментальные данные по средней температуре стенки трубы и температуре воздуха.

Экспериментальное определение коэффициента теплоотдачи

Для экспериментального определения коэффициента теплоотдачи от поверхности трубы необходимо воспользоваться законом Ньютона-Рихмана:

$$q = \alpha_{\gamma} (t_{cm} - t_{возд}), \quad (10)$$

где q – плотность теплового потока, $\frac{Вт}{м^2}$.

Тогда экспериментальное значение коэффициента теплоотдачи будет равно:

$$\alpha_{\gamma} = \frac{q}{t_{cm} - t_{возд}}. \quad (11)$$

Плотность теплового потока определяется по формуле:

$$q = \frac{Q}{S} = \frac{U_H I_H}{\pi \cdot d \cdot l}, \quad (12)$$

где Q – количество теплоты, выделяемое нагревателем за секунду, Вт;

S – площадь цилиндрической поверхности трубы, $м^2$;

U_H – напряжение на нагревателе, В;

I_H – сила тока, проходящего через нагреватель, А;

d – диаметр трубы, м;

l – длина трубы, м.

2. Схема экспериментальной установки

Лабораторная установка (рис. 1 и рис. 2) состоит из отрезка медной тонкостенной трубы 1, на поверхности которой по длине расположены 5 термопар $t_1 \dots t_5$ с интервалом 100 мм. Третья термопара t_3 находится в центре трубы, термопары t_1 и t_5 находятся на расстоянии 10 мм от концов трубы. Указанные термопары монтируются изнутри трубы. Труба устанавливается так, что спаи термопар находятся в верхних точках цилиндрической поверхности трубы. Еще одна термопара t_6 находится снизу на середине трубы. На концах трубы находятся заглушки 2 из теплоизолирующего материала. Термопара t_7 измеряет температуру воздуха вблизи трубы. Ее показания регистрируются во втором канале измерителя температуры.

В центре трубы находится электрический нагреватель 3, подключенный через образцовое сопротивление R_0 к источнику переменного напряжения 12 (ЛАТР). Напряжение на нагревателе U_H и напряжение на образцовом сопротивлении U_0

измеряются мультиметром 5. Нагреватель 3 размещается в медном цилиндрическом термостате 11.

На передней панели модуля расположены гнезда для подключения мультиметра, а также тумблер для переключения мультиметра на измерение напряжения на нагревателе U_H и напряжения на образцовом сопротивлении U_O . Все термодпары подключены к измерителю 7 температуры ТРМ200, через переключатель 8. Включение установки производится тумблером 9, включение нагревателя – тумблером 10. Установка необходимого напряжения на нагревателе и его регулирование производится ручкой 4 ЛАТРа.

3. Порядок проведения эксперимента

1. Убедиться, что ручка ЛАТРа 4 повернута против часовой стрелки до упора.
2. Включить тумблер 9.
3. Включить измеритель температуры 7 и мультиметр 5, установив его на измерение переменного напряжения (V_{\sim}).
4. Включить ЛАТР тумблером 10 и установить ручкой 4 ЛАТРа напряжение на нагревателе 25-30 В, наблюдая за показаниями мультиметра.
5. Выйти на стационарный режим, подождя некоторое время (показания температуры на термодпарах с течением времени не должны изменяться значительно).
6. Провести измерения температур $t_1 \dots t_6$, устанавливая переключатель 8 в соответствующее положение. Температура воздуха t_7 вблизи трубы постоянно регистрируется вторым каналом измерителя температуры.
7. Измерить напряжения U_0 и U_H , переключив тумблер в соответствующее положение.
8. Повторить измерения не менее трех раз, устанавливая другие значения напряжения на нагревателе (в интервале 30-80 В). Полученные данные занести в таблицу результатов измерений.
9. выключить приборы и установку, снять выходное напряжение на ЛАТРе, повернув ручку против часовой стрелки до упора.

Таблица результатов измерений

№ п/п	$t_1, ^\circ\text{C}$	$t_2, ^\circ\text{C}$	$t_3, ^\circ\text{C}$	$t_4, ^\circ\text{C}$	$t_5, ^\circ\text{C}$	$t_6, ^\circ\text{C}$	$t_7, ^\circ\text{C}$	$U_H,$ В	$U_O,$ В
1.									
2.									
3.									

4. Обработка результатов эксперимента

Исходные данные для расчета:

- внешний диаметр трубы $d=28$ мм
- длина трубы $l=420$ мм
- величина образцового сопротивления $R_0=1$ Ом

Для определения экспериментального значения коэффициента теплоотдачи необходимо выполнить следующее.

1. Определить силу тока по формуле:

$$I_n = \frac{U_0}{R_0} \quad (13)$$

2. Рассчитать по выражению (12) плотность теплового потока.

3. Рассчитать среднюю температуру стенки по формуле:

$$t_{cm} = \frac{t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + t_5 + t_6}{6} \quad (14)$$

4. Рассчитать по формуле (11) экспериментальное значение коэффициента теплоотдачи.

Результаты расчетов занести в таблицу.

Используя методику, изложенную в п. 1, рассчитать теоретическое значение коэффициента теплоотдачи, результаты расчетов занести в таблицу.

Таблица результатов расчетов

№ опыта	I_n, A	$q, \frac{Bm}{m^2}$	$t_{ст}, 0C$	$\alpha, \frac{Bm}{m^2 K}$	$t_{ср}, 0C$	$\lambda, \frac{Bm}{m \cdot K}$	$\nu, \frac{m^2}{с}$	$\beta, \frac{1}{K}$	Gr	Pr	Nu	$\alpha_t, \frac{Bm}{m^2 K}$
1												
2												
3												

5. Контрольные вопросы:

1. Понятие конвекции, свободная конвекция.
2. Закон Ньютона-Рихмана.
3. Коэффициент теплоотдачи, его физический смысл.
4. От каких величин зависит коэффициент теплоотдачи?
5. Критерий Нуссельта, его смысл.
6. Критерий Грасгофа, его смысл.
7. Критерий Прандтля, его смысл.

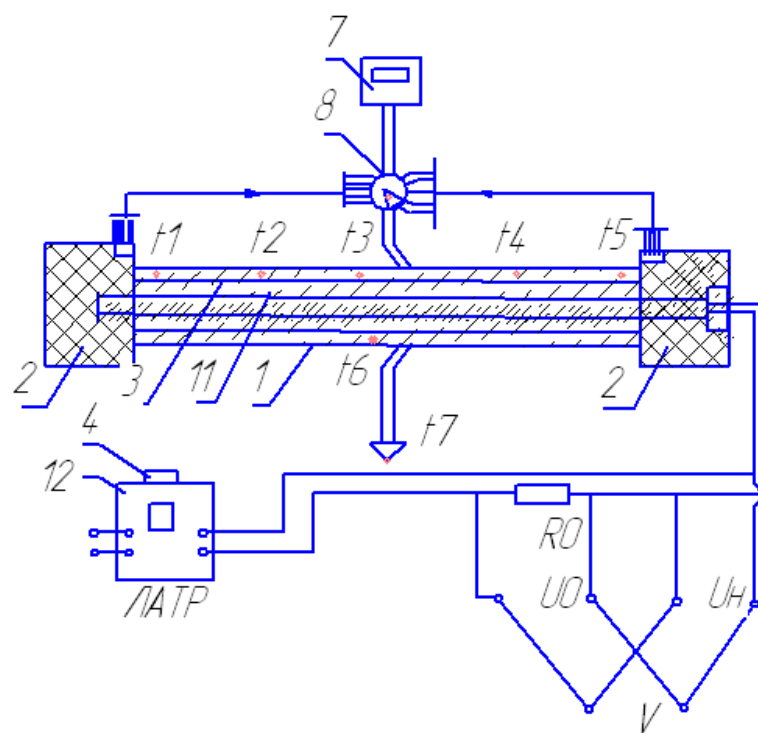


Рис. 1

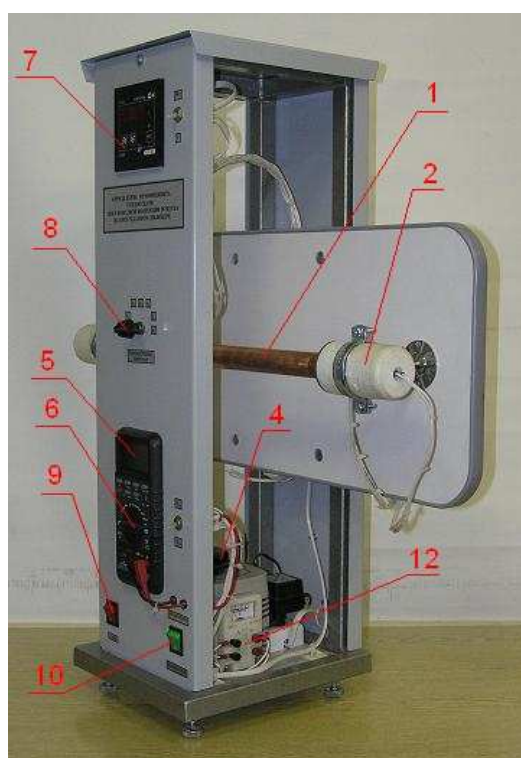


Рис. 2

2.4 Лабораторная работа № 7,8(4 часа).

Тема: Определение коэффициента теплопередачи при вынужденном течении жидкости в трубе в условиях свободной конвекции.

Цель работы: определить средний коэффициент теплопередачи от жидкости к воздуху через гладкую и ребристую стенку при ламинарном течении жидкости в трубе круглого сечения и в условиях естественной конвекции окружающего воздуха.

1. Теоретические основы работы

Гладкая труба

Коэффициент теплопередачи через цилиндрическую стенку рассчитывается следующим образом:

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}, \quad (1)$$

где α_1 – коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности трубы, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;

α_2 – коэффициент теплоотдачи на внешней поверхности трубы, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;

λ – коэффициент теплопроводности материала стенки (для меди $\lambda=390 \frac{Вт}{м \cdot К}$);

d_1 – внутренний диаметр трубы, м;

d_2 – внешний диаметр трубы, м.

Учитывая, что значение $\ln(\frac{d_2}{d_1})$, мало, можно записать:

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} \quad (2)$$

При вязком течении средний коэффициент теплоотдачи α_1 может быть определен из следующих уравнений:

$$Nu_1 = 1,55 \cdot \left(Pe \frac{d}{l} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{v_c}{v_{жс}} \right)^{0,14} \cdot \varepsilon, \quad (3)$$

$$Pe = Re \cdot Pr, \quad (4)$$

$$Re = \frac{\omega \cdot d}{v_{жс}}, \quad (5)$$

$$Nu_1 = \frac{\alpha_1 \cdot d_1}{\lambda_{жс}}, \quad (6)$$

где Nu – число Нуссельта, Pe – число Пекле, Re – число Рейнольдса, Pr – число Прандтля, v_c – кинематическая вязкость жидкости при температуре стенки t_c , $v_{жс}$ – кинематическая вязкость жидкости при температуре $t=t_c-0,5 \cdot \Delta t_{ср}$ ($\Delta t_{ср}$ – средний температурный напор т.е. разность между температурой жидкости и температурой стенки), ε принимается равным единице при данном соотношении $\frac{l}{d}$, d_1 – внутренний диаметр трубы, l – длина трубы, ω – скорость движения жидкости (ее можно найти как отношение объемного расхода воды в секунду к площади сечения трубы); $\lambda_{жс}$ – коэффициент теплопроводности жидкости.

Значение числа Прандтля и кинематических вязкостей берутся из справочных таблиц.

Теплоотдача от трубы к воздуху происходит преимущественно посредством естественной конвекции. При малых температурных напорах вокруг трубы образуется пленка нагретого воздуха. Этот режим называется пленочным. Теплообмен определяется теплопроводностью воздуха. При увеличении температурного напора возможно разрушение ламинарного течения вокруг трубы. В этом случае расчет коэффициента теплоотдачи α_2 производится по формулам:

$$Nu_2 = 1,18(Gr \cdot Pr)^{\frac{1}{8}}, \quad (7)$$

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot d_2^3}{\nu_g^2}, \quad (8)$$

$$Nu_2 = \frac{\alpha_2 \cdot d_2}{\lambda_g}, \quad (9)$$

где Gr – критерий Грасгофа, $g=9,8 \frac{M}{c^2}$ – ускорение свободного падения, β – коэффициент объемного расширения воздуха, Δt – разность температур трубы и воздуха, d_2 – наружный диаметр трубы, ν_g – кинематическая вязкость воздуха, λ_g – коэффициент теплопроводности воздуха.

Значения числа Прандтля, кинематической вязкости и коэффициента теплопроводности берутся из справочных таблиц.

Для газов коэффициент объемного расширения можно рассчитать по следующему выражению:

$$\beta = \frac{1}{T}, \quad (10)$$

где T – температура газа, К.

Оребренная труба

Тепловой поток через внутреннюю поверхность трубы равен:

$$Q = \alpha_1(t_{ж} - t_c)S_1, \quad (11)$$

где $S_1 = \pi \cdot d_1 \cdot l$ – площадь внутренней поверхности трубы; □

t_c – температура стенки трубы (для медной трубы можно считать, что температура на внутренней поверхности приближенно равна температуре на ее внешней поверхности).

Температуру на внешней поверхности трубы можно принять равной температуре на внутренней её поверхности t_c , так как величина термического сопротивления теплопроводности медной тонкостенной трубы на несколько порядков меньше величины термического сопротивления теплоотдачи на внешней её поверхности.

$t_{ж}$ – температура жидкости в трубе.

Тепловой поток через внешнюю оребренную поверхность трубы равен:

$$Q = \alpha_2(t_c - t_g)S, \quad (12)$$

где

t_c – температура стенки трубы;

t_g – температура воздуха около трубы;

S – суммарная площадь ребер и поверхности трубы между ребрами, равная $S = S_{гл} + S_{ор}$, здесь

$S_{гл}$ – площадь внешней поверхности гладкой части трубы;

$S_{ор}$ – площадь поверхности ребер.

Площадь внешней поверхности гладкой части трубы находится по формуле:

$$S_{гл} = \pi \cdot d_2 \cdot l - \pi \cdot \delta \cdot d_2 \cdot n, \quad (13)$$

где n – число ребер;

δ – толщина ребра.

Площадь поверхности ребер находится по формуле:

$$S_{op} = \frac{2\pi \cdot (d_p^2 - d_2^2) \cdot n}{4}, \quad (14)$$

где d_p – диаметр ребра.

Средняя по длине температура поверхности ребер определяется из соотношения:

$$t_c = \frac{t_6 + t_7}{2} \quad (15)$$

Коэффициент теплопередачи через оребренную стенку можно представить в виде:

$$k_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{S_{2л}}{\alpha_2 S_{op}}}, \quad (16)$$

где $\frac{S_{2л}}{S_{op}}$ – коэффициент оребрения.

2. Схема экспериментальной установки

Общий вид экспериментальной установки приведен на рис. 1. На передней панели 1 находится двухканальный измеритель температуры 2 типа ТРМ200, подключенный к восьми хромель-копелевым термопарам ($t_1, t_2, t_3, t_4, t_5, t_6, t_7$ через переключатель термопар 13, соединенный с первым каналом измерителя температур и термопара, измеряющая температуру окружающего воздуха, подключенная ко второму каналу прибора.). В нижней части панели находятся три выключателя – “Сеть”, “Нагреватель термостата”, “Насос термостата”. Рабочим участком являются две медные гладкие 4 и две оребренные 3 трубы, соединенные последовательно, через которые циркулирует нагретая в водоподогревателе (термостате) вода. Объемный расход воды измеряется расходомером 8. На входном патрубке водоподогревателя (термостата) находится кран К1, регулирующий величину объемного расхода воды в трубах 4 и 3. Циркуляционный насос 10 прокачивает нагретую в водоподогревателе (термостате) воду по трубам 4 и 3.

Температура жидкости в водоподогревателе (термостате) 5 регулируется в пределах 25 – 65 °С. Объемный расход воды измеряется расходомером 8 с крыльчаткой и регулируется краном К1.

3. Порядок проведения эксперимента

1. Включить электропитание установки переключателем “Сеть”.
2. Включить электрический водоподогреватель (термостат) переключателем “Нагреватель термостата”. Подождать 15-20 минут для нагревания воды.
3. Включить измеритель температуры 2.
4. Установить краном К1 расход воды.
5. Включить циркуляционный насос переключателем “Насос термостата”.
6. Измерить температуры $t_1, t_2, t_3, t_4, t_5, t_6, t_7$, а также определить объемный расход воды.

Примечание: объемный расход воды определяется следующим образом:

- а) записать начальные показания расходомера при выключенном насосе;
 - б) включить насос вместе с секундомером, подождать 2-3 минуты;
 - в) выключить насос, записать конечные показания расходомера;
 - г) вычислить объемный расход воды, разделив разность конечного и начального показаний расходомера на время.
7. Определить линейные размеры установки (наружный диаметр трубы, длина трубы, число ребер, толщина ребра, диаметр ребра).
 8. Повторить измерения, установив другие значения температур (либо подогреть, либо охладить воду в водоподогревателе).

9. Выключить приборы и установку.
10. Произвести необходимые вычисления и найти коэффициенты теплопередачи гладкой и оребренной труб.
9. Сравнить коэффициенты теплопередачи гладкой и оребренной труб. Сделать вывод.

4. Исходные данные для расчетов

Измеряемые величины:

- t_1 – температура воды на входе в оребренную трубу;
- t_2 – температура воды на выходе из оребренной трубы;
- t_3 – температура воды на входе в гладкую трубу;
- t_4 – температура воды на выходе из гладкой трубы;
- t_5 – температура на внешней поверхности оребренной трубы на её середине;
- t_6 – температура на внешней стороне ребра на середине трубы;
- t_7 – температура воздуха вблизи трубы;
- d_2 – наружный диаметр трубы;
- l – длина трубы;
- n – число ребер;
- δ – толщина ребра;
- d_p – диаметр ребра.

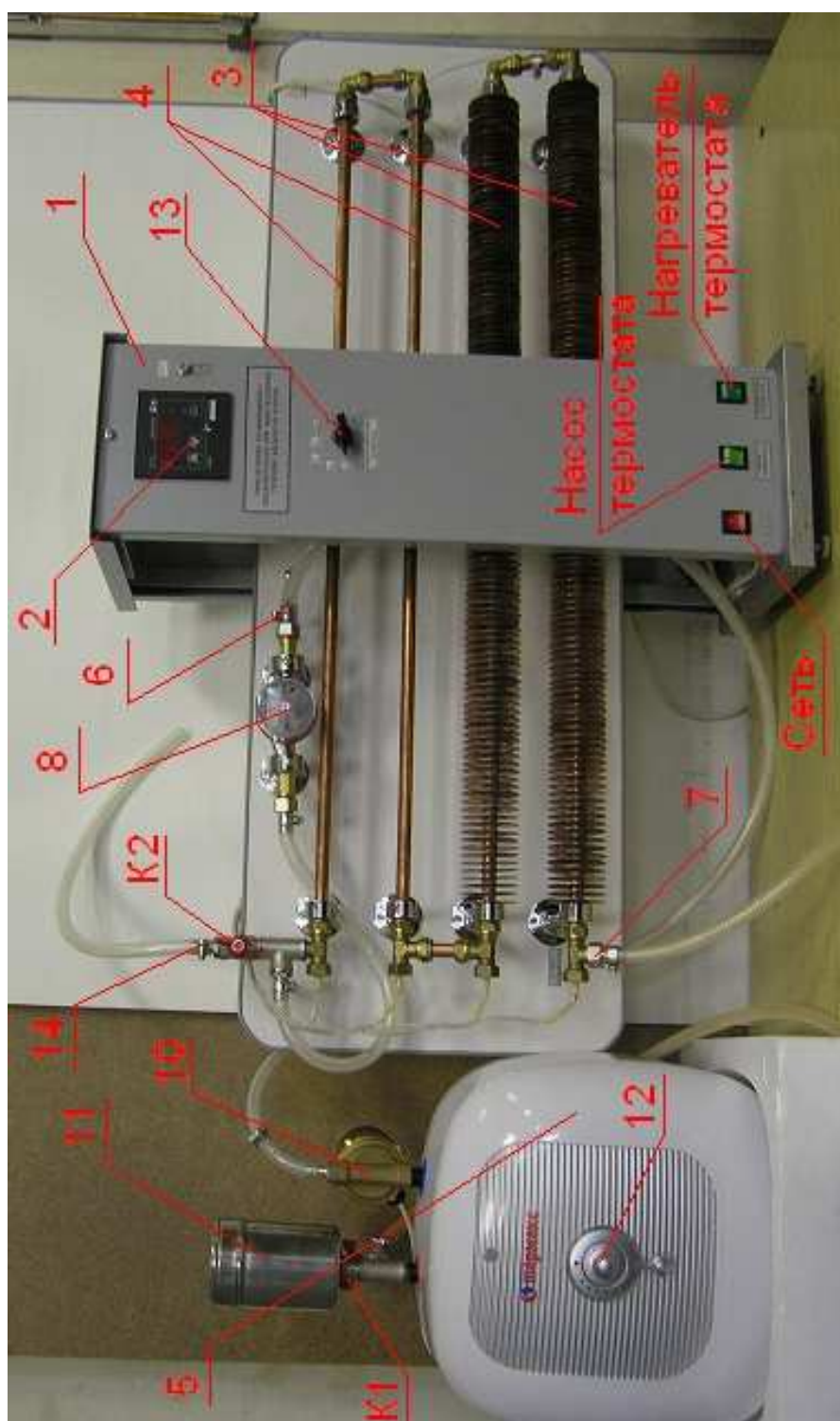
5. Результаты расчетов

Расчетные величины:

- d_1 – внутренний диаметр трубы ($d_1 = d_2 - 2\delta_c$; $\delta_c = 3$ мм – толщина стенки трубы);
- G – объемный расход воды;
- k_1 и k_2 – коэффициенты теплопередачи гладкой и оребренной трубы.

6. Контрольные вопросы:

1. Вынужденное движение жидкости.
2. Коэффициент теплопередачи, его физический смысл.
3. Оребрение труб.
4. Теория подобия, уравнения подобия.
5. Критерии Нуссельта, Прандтля, Грасгофа, Пекле, Рейнольдса, их смысл.
6. Почему у оребренной трубы коэффициент теплопередачи больше, чем у гладкой?
7. При каком движении (свободном или вынужденном) коэффициент теплопередачи больше? Почему?



2.5 Лабораторная работа № 9, 10(4 часа).

Тема: Исследование теплоотдачи при пузырьковом кипении жидкости.

Цель работы: экспериментальное определение среднего коэффициента теплоотдачи между обогреваемой поверхностью медного цилиндра и водой.

1. Теоретические основы работы

При пузырьковом кипении воды в атмосферных условиях различают две области кипения. В первой области при малых температурных напорах ($\Delta t \leq 5^\circ\text{C}$) значения коэффициента теплоотдачи невелики и определяются условиями свободной конвекции однофазной жидкости. Во второй области при повышенных температурных напорах ($5^\circ\text{C} \leq \Delta t \leq 25^\circ\text{C}$) коэффициент теплоотдачи значительно возрастает. Это связано с интенсивной конвекцией жидкости вследствие роста и движения паровых пузырей. Для воды в диапазоне давлений $\frac{p}{p_{\text{кр}}} \leq 0,18$ применяется зависимость, полученная из опытных

данных:

$$\alpha_{\text{т}} = 38,7 \Delta t^{2,33} p^{0,5}, \quad (1)$$

где Δt – разность температур между поверхностью цилиндра и воды, $^\circ\text{C}$;

p – атмосферное давление, бар ($p_{\text{атм}} \approx 0,98$ бар);

$p_{\text{кр}}$ – критическое давление.

По формуле (1) находится теоретическое значение коэффициента теплоотдачи.

Экспериментально средний коэффициент теплоотдачи между поверхностью обогреваемой пластины и кипящей водой определяется из соотношения:

$$\alpha_{\text{э}} = \frac{Q}{S \cdot (t_{\text{с}} - t_{\text{ж}})}, \quad (2)$$

где Q – тепловой поток, передаваемый от поверхности пластины к воде, Вт;

S – площадь боковой поверхности цилиндра, м^2 ;

$t_{\text{с}}$ – средняя температура этой поверхности, $^\circ\text{C}$;

$t_{\text{ж}}$ – температура жидкости, $^\circ\text{C}$.

Тепловой поток определяется по мощности, потребляемой нагреваемой поверхностью:

$$Q = U_{\text{н}} \frac{U_0}{R_0}, \quad (3)$$

где $U_{\text{н}}$ – напряжения на нагревателе, В;

U_0 – падение напряжения на образцовом сопротивлении R_0 , В;

R_0 – величина образцового сопротивления, Ом.

Площадь боковой поверхности цилиндра находится по формуле:

$$S = \pi \cdot d \cdot l, \quad (4)$$

где d – диаметр цилиндра, м;

l – высота цилиндра, м.

2. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, а общий вид – на рис. 2. На передней панели находятся два двухканальных измерителя температуры типа ТРМ200, один из которых 1 подключен к хромель-копелевой термопаре 3, измеряющий температуру поверхности цилиндра t_1 в верхней точке, а другой 2 подключен к термопарам, измеряющим температуру поверхности цилиндра 7 в нижней точке t_2 (первый канал) и температуру среды t_3 (второй канал). На передней панели установки находится тумблер электропитания установки 5, гнезда для подключения мультиметра, тумблер 6 для переключения вольтметра на измерение падения напряжения на образцовом сопротивлении U_0 и напряжения на нагревателе цилиндра $U_{\text{н}}$. Нагреваемый медный цилиндр 7 находится в стеклянной емкости 8, в которую также помещен электрический водоподогреватель 9, питающийся от регулятора мощности 10. Внутри медного цилиндра

находится нагревательный элемент, соединенный с лабораторным автотрансформатором (ЛАТР) 12 через кабель 11. В цепь, последовательно с элементом, включено образцовое сопротивление R_0 для определения величины электрического тока в цепи по измеренному значению падения напряжения на R_0 . Предварительный подогрев воды до 95°C в емкости 8 производится водоподогревателем 9.

3. Порядок проведения эксперимента

1. Убедиться, что ручка ЛАТРа повернута против часовой стрелки до упора.
2. Включить стенд тумблером 5 и измерители температуры 1 и 2.
3. Включить регулятор температуры 10 водоподогревателя, повернуть ручку по часовой стрелке на половину оборота, нагреть нагреть воду до температуры $\approx 95^\circ\text{C}$.
4. Следить за тем, чтобы вода во всем объеме не кипела, т.е. не нагревать ее выше 100°C .
5. Переключателем мультиметра установить его на измерение переменного напряжения ($V \sim$). Переключить тумблер 6 на измерение U_H – напряжения на нагревательном элементе.
6. Установить выходное напряжение на ЛАТРе 100 – 180 В и довести до режима пузырькового кипения воду на поверхности медного цилиндра 7.
7. С помощью двух включенных нагревателей выйти на режим пузырькового кипения, наблюдая этот процесс визуально и следя за показаниями измерителей температур. При этом $t_{жс} \approx 95^\circ\text{C}$ (кипение с недогревом) и $t_c = 101 - 103^\circ\text{C}$
8. Произвести отсчет температуры жидкости $t_{ж}$, и температуры стенки медного цилиндра.
9. Переключить тумблер 6 в положение U_H . Измерить напряжение U_H . Переключить тумблер 6 в положение U_0 . Измерить напряжение на образцовом сопротивлении U_0 .
10. Повторить измерения не менее пяти раз, установив другие значения температур с помощью нагревателей (при этом $t_{жс} \approx 95^\circ\text{C}$, $t_c = 101 - 103^\circ\text{C}$).
11. Выключить приборы и установку, убрать напряжение на ЛАТРе, повернув ручку против часовой стрелки до упора.
14. Вычислить теоретические и экспериментальные значения коэффициента теплоотдачи, сравнить полученные значения.
15. Сделать вывод.

4. Исходные данные для расчетов

Параметры установки:

диаметр цилиндра	30 мм
длина цилиндра	70 мм
величина образцового сопротивления	0,1 Ом

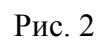
Таблица измерений

№ п/п	t1, 0C	t2, 0C	t3, 0C	U _н , В	U _о , В
1					
2					
3					
4					
5					

5. Контрольные вопросы:

1. Дайте определение понятию кипение.
2. Пузырьковый режим кипения.

- 11



2.6 Лабораторная работа № 11, 12 (4 часа).

Тема: Изучение теплообмена излучением.

Цель работы: определить интегральный коэффициент излучения тонкой вольфрамовой проволоки, нагретой электрическим током.

1. Теоретические основы работы

В основе калориметрического метода лежит уравнение для результирующего потока излучения с поверхности проволоки:

$$E = \varepsilon_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (1)$$

где ε_1 – интегральный коэффициент теплового излучения нити. Для определения ε_1 необходимо определить температуру проволоки T_1 , температуру стенки внутренней стеклянной трубки T_2 (в шкале Кельвина) и плотность потока излучения с поверхности проволоки по формуле:

$$E = \frac{Q}{\pi \cdot d \cdot l}, \quad (2)$$

где $Q = IU$;

d – диаметр вольфрамовой проволоки, м;

l – длина проволоки, м;

I – сила тока, А;

U – напряжение, В.

Формула для расчета температуры вольфрамовой проволоки имеет вид

$$t_1 = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R_t}{R_{HK}} - 1 \right) + \frac{R_t}{R_{HK}} t_K, ^\circ\text{C} \quad (3)$$

где α – температурный коэффициент сопротивления вольфрама, $\frac{1}{K}$;

$R_t = \frac{U}{I}$ – сопротивление проволоки при данной температуре, Ом;

R_{HK} – сопротивление вольфрамовой нити при комнатной температуре, Ом (измеряется мультиметром при отключенном нагревателе);

t_K – комнатная температура, $^\circ\text{C}$.

2. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. На передней панели находится двухканальный измеритель температуры 2 типа ТРМ200, подключенный к хромель-копелевой термопаре, универсальный мультиметр 1 типа МУ-67 с автоматическим переключением пределов измерений, тумблер электропитания установки 3, разъемы для подключения мультиметра.

На рис. 2 приведена принципиальная схема рабочего участка, электрическая схема питания и измерений. Нагреваемая вольфрамовая проволока-нить 7 находится в цилиндрическом стеклянном баллоне 8 с двойными стенками, между которыми находится вода. Внутренняя трубка вакуумирована до 10^{-5} мм. рт.ст. Температура стенки этой трубки T_2 считается равной температуре воды, находящейся между двойными стенками и постоянной в течении опыта. Она определяется хромель-копелевой термопарой 9, соединенной с измерителем температуры 2. Электропитание к вольфрамовой проволоке подводится от источника питания (ИП). На рис. 3 приведен общий вид экспериментальной установки.

3. Порядок проведения эксперимента

1. Включить стенд тумблером 3.
2. Измерить мультиметром (в режиме измерения сопротивления, установив ручку в положение Ω) электрическое сопротивление вольфрамовой проволоки R_{HK} при комнатной температуре t_K .
3. выключить мультиметр.
4. Включить источник питания 4 и измеритель температуры 2.
5. Установить напряжение на источнике питания от 5 до 15 В. Подождать несколько минут для получения стационарного режима (показания приборов не должны меняться значительно).
6. Определить температуру стенки трубки t_2 по показаниям измерителя температур 2.
7. Повторить измерения для других значений напряжений, устанавливаемых на нити (в интервале от 5 до 15 В).
8. Убрать напряжение на нити. Выключить приборы и стенд.
9. Произвести необходимые вычисления.
10. Сделать вывод.

4. Исходные данные для расчетов

Параметры установки:

диаметр вольфрамовой проволоки $d_1 = 0,15$ мм;

длина нити $l = 450$ мм.

Температурный коэффициент сопротивления вольфрама $\alpha = 4,1 \cdot 10^{-3} K^{-1}$;

Таблица результатов измерений

№ п/п	$t_2, 0C$	T_2, K	U, B	I, A
1				
2				
3				
4				
5				

5. Контрольные вопросы:

1. Теплообмен излучением.
2. Характеристики теплового излучения.
3. Закон Кирхгофа.
4. Закон Стефана-Больцмана.
5. Закон Вина.
6. Закон Бугера.

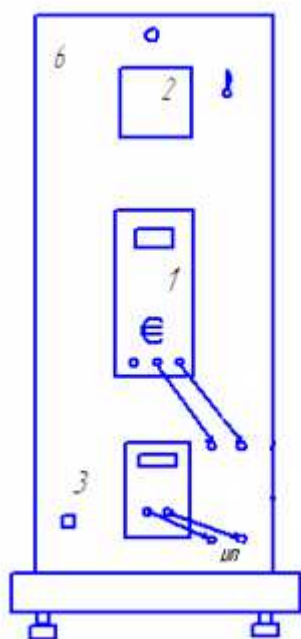
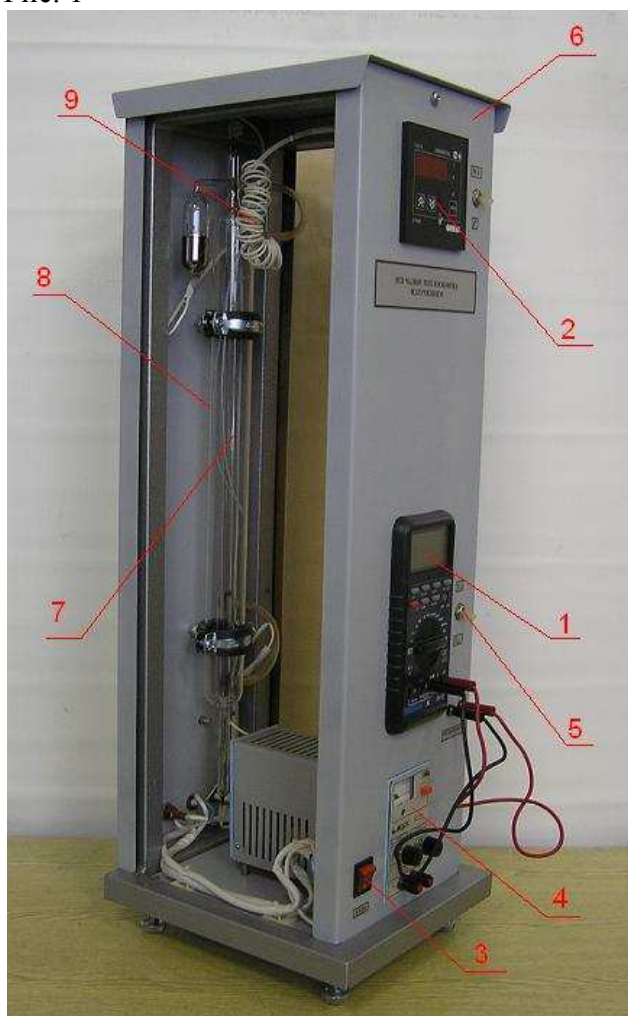


Рис. 1



Рис. 2



2.7 Лабораторная работа № 13, 14(4 часа).

Тема: Определение коэффициента теплопередачи через стенку рекуперативного теплообменного аппарата.

Цель работы: экспериментальное определение коэффициента теплопередачи от «горячего» теплоносителя к «холодному» и сравнение его с расчетной величиной.

1. Теоретические основы работы

В данной работе изучается теплообменный аппарат, в котором теплоносители находятся в однофазном состоянии и не контактируют друг с другом непосредственно. Такие аппараты называют поверхностными теплообменниками или рекуператорами. Установка позволяет осуществить две простых схемы движения теплоносителей: прямоточная (теплоносители движутся в одном направлении) и противоточная (теплоносители движутся в противоположных направлениях).

Тепловой поток, отдаваемый горячим теплоносителем, рассчитывается по формуле:

$$Q_{отд} = G_1 C_{p1} (t_1 - t_2), \text{ Вт} \quad (1)$$

Воспринимаемый тепловой поток холодным теплоносителем считается аналогично:

$$Q_{воспр} = G_2 C_{p2} |t_3 - t_4|, \text{ Вт.} \quad (2)$$

В формулах (1) и (2):

t_1 – температура «горячего» теплоносителя на входе в теплообменный аппарат;

t_2 – температура «горячего» теплоносителя на выходе из теплообменного аппарата;

t_3 – температура «холодного» теплоносителя на входе в теплообменный аппарат;

t_4 – температура «холодного» теплоносителя на выходе из теплообменного аппарата;

c_{p1} и c_{p2} – изобарные теплоемкости теплоносителей (в данном случае их можно принять равным $4180 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, поскольку теплоносителем является вода, а в рабочем интервале температур ее теплоемкость слабо отличается от вышеприведенной величины);

G_1 и G_2 – массовые расходы теплоносителей, $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$.

Массовый расход теплоносителя определяется следующим образом:

$$G = V \cdot \rho, \quad (3)$$

где V – объемный расход, $\frac{\text{м}^3}{\text{с}}$;

ρ – плотность воды ($\rho_{\text{воды}} = 994 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$).

КПД теплообменного аппарата можно вычислить по формуле;

$$\eta_{то} = \frac{Q_{воспр}}{Q_{отд}} \quad (4)$$

Тепловой поток в окружающую среду (потери тепла) определяется следующим образом:

$$Q_{пот} = Q_{отд} - Q_{воспр} \quad (5)$$

Для дальнейшего расчета воспользуемся средней величиной:

$$Q = \frac{Q_{отд} + Q_{воспр}}{2} \quad (6)$$

Уравнение теплопередачи для цилиндрического теплообменника выглядит следующим образом:

$$Q = \pi \cdot l \cdot k_1 \cdot \Delta T, \quad (7)$$

где l – длина трубы, м;

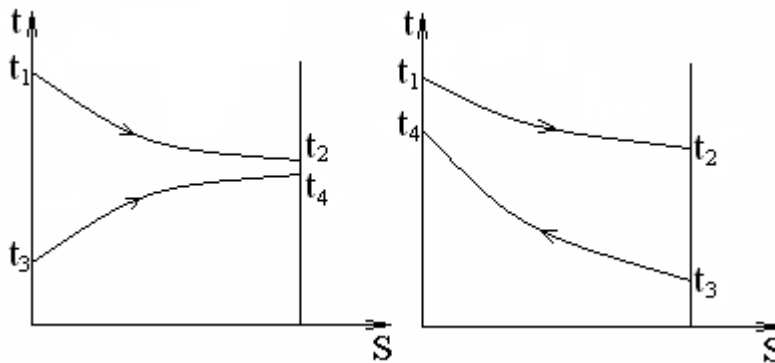
k_1 – коэффициент теплопередачи, $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$;

ΔT – среднелогарифмический температурный напор между «горячим» и «холодным» теплоносителями, К;

Среднелогарифмический температурный напор равен

$$\Delta T = \frac{\Delta T_B - \Delta T_M}{\ln\left(\frac{\Delta T_B}{\Delta T_M}\right)}, \quad (8)$$

где ΔT_B и ΔT_M – соответственно наибольшая и наименьшая разность температур между «горячим» и «холодным» теплоносителями, К (см. графики).



прямоток

противоток

Прямоток: $\Delta T_B = T_1 - T_3$; $\Delta T_M = T_2 - T_4$

Противоток: $\Delta T_B = T_2 - T_3$; $\Delta T_M = T_1 - T_4$, или наоборот, в зависимости от того, какая разность будет больше.

Из формулы (7):

$$k_1 = \frac{Q}{\pi \cdot l \cdot \Delta T} \quad (9)$$

Формула (9) используется для экспериментального определения коэффициента теплопередачи.

Для цилиндрической стенки теоретическое значение коэффициента теплопередачи можно найти из уравнения:

$$k_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_{cm}} \ln\left(\frac{d_2}{d_1}\right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} \quad (10)$$

Трубы сделаны из нержавеющей стали ($\lambda_{cm} = 47 \frac{Вт}{м \cdot К}$). Средняя температура стали

t находится следующим образом: $t = \frac{t_1 + t_2 + t_3 + t_4}{4}$. Поверхностью теплообмена между

теплоносителями является внутренняя труба, у которой d_1 и d_2 – внутренний и внешний диаметры внутренней трубы соответственно.

Толщину стенок внутренней и внешней труб принять равной 3 мм, наружные диаметры необходимо измерить.

Величины α_1 и α_2 – это коэффициенты теплоотдачи горячего и холодного теплоносителя соответственно. Чтобы их найти, необходимо вычислить число Рейнольдса, а затем – критерий Нуссельта.

Критерий Рейнольдса находится по следующему выражению:

$$Re = \frac{\omega \cdot l_0}{\nu}, \quad (11)$$

где Re – число Рейнольдса, ω – скорость теплоносителя, $\frac{M}{c}$; l_0 – характерный размер поверхности теплообмена; ν – кинематическая вязкость, $\frac{M^2}{c}$.

Скорость теплоносителя можно найти как $\omega = \frac{V}{S}$, где S – площадь сечения канала, m^2 , V – объем воды, прошедшей за 1 секунду, $\frac{M^3}{c}$ (находится по показаниям расходомеров). Для внутреннего контура $S = \frac{\pi \cdot d^2}{4}$, где d – внутренний диаметр внутренней трубы; для внешнего контура $S = \frac{\pi \cdot (d_{вн}^2 - d_{нар}^2)}{4}$, где $d_{вн}$ – внутренний диаметр наружной трубы, где $d_{нар}$ – наружный диаметр внутренней трубы.

Характерный размер поверхности теплообмена для внутреннего контура – это внутренний диаметр внутренней трубы, для внешнего контура – разность между внутренним диаметром внешней трубы и внешним диаметром внутренней трубы.

Значение кинематической вязкости берется из справочной таблицы при средней температуре теплоносителя.

Критерий Нуссельта рассчитывается следующим образом:

$$Nu = 1.55 \cdot \left(\frac{1}{Re \cdot Pr} \cdot \frac{l}{l_0} \right)^{-\frac{1}{3}}, \quad (12)$$

где Pr – число Прандтля (берется из справочных таблиц при средней температуре теплоносителя).

По определению критерий Нуссельта вычисляется по следующей формуле:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l_0}{\lambda_{ж}}, \quad (13)$$

где $\lambda_{ж}$ – теплопроводность теплоносителя (воды) ($\lambda_{воды} = 0,58 \frac{Вт}{м \cdot K}$).

Из соотношения (13) следует:

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_{ж}}{l_0} \quad (14)$$

2. Схема экспериментальной установки

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки, на которой обозначены следующие элементы:

1. Рабочий участок (труба в трубе).
2. Водоподогреватель.
3. Насос водоподогревателя.
4. Расширительный бачок водоподогревателя.
5. Вентиль расширительного бачка.

6. Вентиль регулирования расхода горячей воды во внутренней трубе.
 7. Радиатор (холодильник) для охлаждения воды, текущей в наружной трубе рабочего участка.
 8. Насос радиатора.
 9. Расширительный бачок радиатора.
 10. Измеритель расхода воды, текущей во внутренней трубе рабочего участка.
 11. Измеритель расхода воды, текущей во внешней трубе рабочего участка.
 12. Вентилятор радиатора (холодильника) с источником питания.
- K1 , K2 , K3 , K4 – вентили, регулирующие режимы течения (прямоток или противоток) и расход воды во внешней трубе рабочего участка.
- t₁- температура воды на входе во внутреннюю трубу рабочего участка.
t₂- температура воды на выходе из внутренней трубы рабочего участка.
t₃- температура воды на входе во внешнюю трубу рабочего участка в условиях прямотока.
t₄- температура воды на выходе из внешней трубы рабочего участка в условиях прямотока.
- При включении противотока воды во внешней трубе t₃ и t₄ поменять местами.
На рис. 2 приведен общий вид экспериментальной установки.

3. Порядок проведения эксперимента

1. Включить установку тумблером «Сеть».
 2. Включить нагреватель термостата тумблером «Нагреватель термостата» на 15-20 минут для нагревания воды.
 3. Во время работы следить за тем, чтобы турбины расходомеров вращались равномерно, а также контролировать наличие и уровень воды в расширительных бачках.
 4. Для установки режима «прямоток» во внешней трубе рабочего участка закрыть вентили K1 , K4 и открыть вентили K2 , K3 .
 5. Для установки режима «противоток» во внешней трубе рабочего участка закрыть вентили K2 , K3 и открыть вентили K1 , K4.
 6. При опытах с прямотоком вентилем K3 отрегулировать необходимый расход воды во внешней трубе рабочего участка.
 7. В опытах с противотоком вентилем K4 отрегулировать необходимый расход воды во внешней трубе рабочего участка.
 8. Тумблером «Насос радиатора» включить насос 8 радиатора (холодильника).
 9. Тумблером «Насос термостата» включить насос 3 термостата (водоподогревателя).
 10. Тумблером «Вентилятор радиатора» включить вентилятор радиатора.
 11. Включить измеритель температуры 20 тумблером 17.
 12. Записать значения температур t₁, t₂, t₃, t₄, переключая флажок 19 в соответствующее положение.
 13. Определить объемные расходы воды во внешней и внутренней трубах.
- Примечание:** объемный расход воды определяется следующим образом:
- а) записать начальные показания расходомеров при выключенных насосах;
 - б) включить насосы вместе с секундомером, подождать 2-3 минуты;
 - в) выключить насосы, записать конечные показания расходомеров;
 - г) вычислить расход воды, разделив разность конечного и начального показаний расходомеров на время.
14. Измерить наружные диаметры труб, а также длину рабочего участка.
 15. Прodelать пункты задания для прямотока и противотока.
 16. Выключить приборы и установку.

17. Сделать необходимые вычисления для прямотока и противотока и определить значения экспериментального коэффициента теплопередачи K_1 и теоретического коэффициента теплопередачи K_2 . Сравнить их значения между собой.

18. Сделать вывод.

4. Контрольные вопросы:

1. Коэффициент теплопередачи, его физический смысл.
2. Теплообменные аппараты, их типы.
3. Прямоток, противоток, перекрестный ток.
4. Почему коэффициент теплопередачи при противотоке больше, чем при прямотоке?
5. Конструктивный расчет теплообменных аппаратов.
6. Поверочный расчет теплообменных аппаратов.
7. Среднелогарифмический температурный напор.
8. Критерии Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля, их физический смысл.

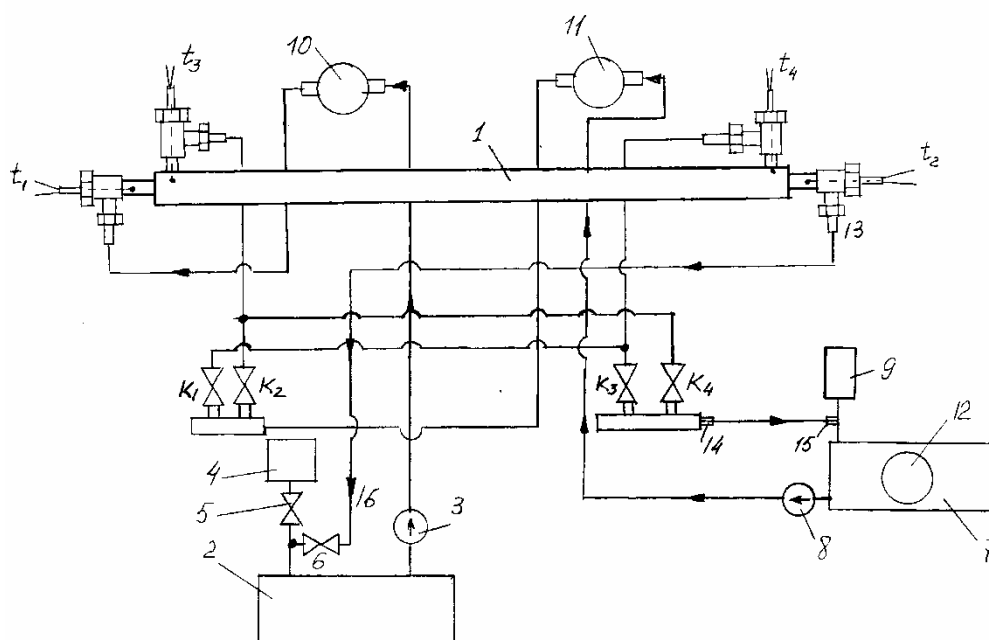


Рис. 1

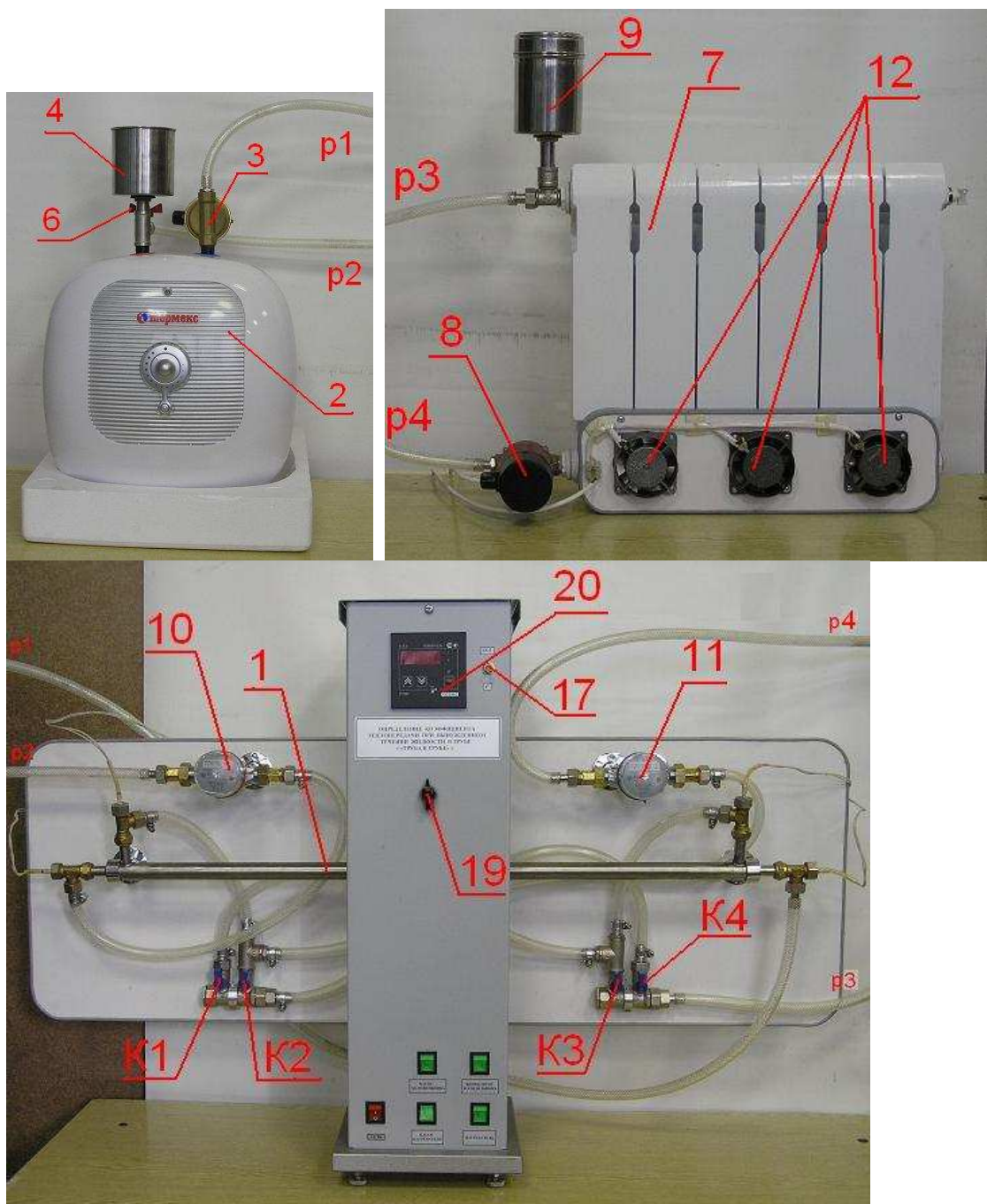


Рис. 2

2.8 Лабораторная работа № 15, 16 (4 часа).

Тема: Расчет рекуперативного теплообменного аппарата гладкотрубчатого типа.

1. Назначение

Научиться рассчитывать рекуперативный теплообменный аппарат гладкотрубчатого типа, определив тепловую мощность, передаваемую от греющего теплоносителя к нагреваемому теплоносителю, неизвестный расход одного из теплоносителей, площадь поверхности нагрева и количество трубок.

Вычертить схему теплообменника и графики изменения температуры теплоносителей при прямоточном и противоточном движении.

2. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Исходные данные для расчета принимаются из таблицы №1 по вариантам.

1) Тип теплообменника по виду теплоносителей (греющий — нагреваемый):

I - пароводяной, IV - паровоздушный,

II - водо-водяной, V - водовоздушный,

III - газоводяной, VI - газовоздушный.

2) Давление греющего теплоносителя.

3) Температура греющего теплоносителя начальная.

4) Температура греющего теплоносителя конечная.

5) Давление нагреваемого теплоносителя.

6) Температура нагреваемого теплоносителя начальная.

7) Температура нагреваемого теплоносителя конечная.

8) Расход греющего теплоносителя.

9) Расход нагреваемого теплоносителя.

10) Скорость греющего теплоносителя.

11) Скорость нагреваемого теплоносителя.

12) Расположение труб.

13) Число рядов труб по вертикали.

14) Высота труб (для вертикального).

15) Длина труб (для горизонтального).

16) Диаметр труб внутренний.

17) Диаметр труб наружный.

18) Материал труб: сталь, латунь.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕННОГО АППАРАТА

Таблица 1.

Тип теплообменника и параметры	Обозн.	Размерность.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
			№ варианта									
Тип теплообменника (условно)	-	-	I	II	II	III	III	IV	IV	V	V	I
Давление греющего теплоносителя	P1	МПА	0,20	0,20	0,15	0,10	0,10	0,17	0,25	0,25	0,10	0,15
Температура греющего теплоносителя начальная												
Температура греющего теплоносителя конечная	t1	° С	-	115	105	400	450	-	-	120	500	-
Давление нагреваемого теплоносителя												
Температура нагреваемого теплоносителя начальная	t2	° С	-	70	70	150	200	-	-	70	200	-
Температура нагреваемого теплоносителя конечная	P2	МПа	0,15	0,25	0,30	0,15	0,20	0,10	0,10	0,10	0,10	0,20
Расход греющего теплоносителя												
Расход нагреваемого теплоносителя	t1''	° С	65	10	5	70	70	-20	-30	-15	-25	70
Скорость греющего теплоносителя												
Скорость нагреваемого теплоносителя	t2''	° С	90	65	60	95	115	40	50	40	60	95
Расположение труб	M1	кг/с	-	2,0	-	1,5	-	0,25	-	1,75	-	0,5
Число рядов труб по вертикали	M2	кг/с	5,0	-	4,0	-	3,0	-	3,5	-	2,0	-
Высота труб (для вертикального аппарата)	W1	м/с	-	1,75	2,00	3,00	2,50	-	-	0,50	2,00	-
Длина труб (для горизонтального аппарата)	W2	м/с	0,75	1,00	1,50	1,20	1,30	5,00	8,00	7,00	6,00	1,50
Диаметр труб внутренний	-	-	верт	гор	гор	гор	верт	верт	верт	верт	гор	гор
Диаметр труб наружный	n	шт	-	15	12	16	-	-	-	-	8	10
Материал труб: сталь, латунь	H	м	1,5	-	-	-	1,5	1,0	1,2	1,1	-	-
	l	м	-	3,0	4,0	2,0	-	-	-	-	2,5	2,5
	dv	мм	16	14	12	50	45	16	14	18	60	18
	dn	мм	20	16	14	55	50	18	16	20	65	20
	C, Л	-	C	Л	Л	C	C	C	C	Л	C	C

Прим. t_n – температура насыщения зависит от давления

3. ПОРЯДОК РАСЧЕТА

3.1. Определение тепловой мощности

Необходимо уяснить, что тепловая мощность, передаваемая от греющего теплоносителя к нагреваемому через поверхность нагрева теплообменного аппарата может быть вычислена из уравнения теплового баланса по левой или правой его части в зависимости от того, расход какого теплоносителя задан.

Общий вид уравнения теплового баланса:

$$Q = M_1 C_1 (t_1' - t_2') \eta_n = M_2 C_2 (t_2'' - t_1''), \text{ кВт} \quad (1)$$

Если греющим теплоносителем является пар, то левая часть уравнения обычно записывается несколько иначе:

$$Q = D (h_n - h_k) \eta_n, \text{ кВт} \quad (1a)$$

где

M_1 и M_2 – массовые расходы греющего и нагреваемого теплоносителей, кг/с (один из них задан);

C_1 и C_2 – изобарные массовые теплоемкости теплоносителей, кДж/кг К, принимаются по справочным таблицам в зависимости от вида теплоносителя при его средней температуре. Для воды допустимо принять $C=4,19$ кДж/(кг К), для газа, т.е. продуктов сгорания топлива, допустимо брать в таблицах по углекислому газу.

t_1' и t_1'' – температуры греющего и нагреваемого теплоносителей при входе в теплообменник, начальные, °С (заданы);

t_2' и t_2'' – температуры греющего и нагреваемого теплоносителей при выходе их из теплообменника, конечные, °С (заданы);

η_n – поверхностный к.п.д. теплообменника, при хорошей теплоизоляции корпуса следует принимать = 0,90...0,95. У таких теплообменников, как отопительные приборы, поверхностный к.п.д. равен 1.

D – расход греющего пара, кг/с (задан или подлежит определению);

h_n – энтальпия пара, кДж/кг, определяется по справочным таблицам в зависимости от давления как энтальпия сухого насыщенного пара (обычно обозначается h'');

h_k – энтальпия конденсата, кДж/кг, определяется там же (обычно обозначается h'), при этом имеется в виду, что в теплообменнике конденсат не переохлаждается.

3.2. Определение расхода теплоносителя

В исходных данных приведен расход лишь одного из теплоносителей, расход другого надо вычислить из уравнения теплового баланса.

Расход греющего теплоносителя (не пара)

$$M_1 = \frac{Q}{C_1 (t_1' - t_2') \eta_n}, \text{ кг/с} \quad (2)$$

Расход греющего пара

$$D = \frac{Q}{(h_n - h_k) \eta_n}, \text{ кг/с} \quad (3)$$

Расход нагреваемого теплоносителя

$$M_2 = \frac{Q}{C_2 (t_2'' - t_1'')}, \text{ кг/с} \quad (4)$$

3.3. Определение среднего температурного напора

Как известно, площадь теплопередающей поверхности обратно пропорциональна разности температур; при нелинейном характере изменения температуры теплоносителей температурный «напор» между ними определяется как среднелогарифмический:

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{\mu}}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\mu}}}, \text{ °С} \quad (5)$$

где Δt_{δ} - наибольшая разность температур между теплоносителями;

Δt_m - наименьшая разность температур.

Чтобы уяснить, как определяется наибольшая и наименьшая разность температур, необходимо изобразить графики изменения температуры теплоносителей при прямом и противоток, отложив в масштабе температуры греющего и нагреваемого теплоносителей по оси ординат, а по оси абсцисс длину или высоту трубок (рис. 1, а, б).

Среднелогарифмический температурный напор необходимо вычислить как для прямоточного, так и для противоточного движений теплоносителей, кроме случая, когда теплообменник работает с фазовым превращением теплоносителя (при конденсации пара) (рис 1, в).

3.4. Определение коэффициентов теплоотдачи

Как известно, площадь теплопередающей поверхности обратно пропорциональна интенсивности теплопередачи, а последняя зависит от коэффициентов теплоотдачи и теплопроводности стенки.

Прежде чем вычислить коэффициенты теплоотдачи от греющего теплоносителя к поверхности трубок α_1 , и от трубок к нагреваемому теплоносителю α_2 , необходимо уяснить сущность этих коэффициентов и содержание формул.

Коэффициенты теплоотдачи могут быть получены из общей формулы подобия в критериальном виде:

$$Nu = C Re^m Pr^n Gr^p \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}. \quad (6)$$

Здесь критерий Нуссельдта - $Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}$ - является определяемым, в него входит искомый коэффициент теплоотдачи;

критерий Рейнольдса - $Re = \frac{\omega d \rho}{\eta}$ выражает влияние на теплоотдачу характера движения теплоносителя (ламинарное или турбулентное), что зависит от сочетания скорости, плотности и вязкости его, а также от линейного размера стенки;

критерий Прандтля - $Pr = \frac{C_p \eta}{\lambda}$ - характеризует влияние на теплоотдачу физических свойств теплоносителя (теплоемкости, вязкости, теплопроводности), влияет на теплоотдачу и отношение числа Прандтля при температуре жидкости ($Pr_{ж}$) к числу Прандтля при температуре стенки ($Pr_{ст}$);

критерий Грасгофа - $Gr = g \beta \Delta t \frac{d^3 \rho^2}{\eta^2}$ - выражает влияние на теплоотдачу гравитационных сил и температурного расширения.

Постоянная C и показатели m , n , p определяются экспериментом на моделях геометрического и физического подобия.

Для случая турбулентного течения воды, воздуха, газов в трубах и межтрубном пространстве, когда критерий Грасгофа не учитывается ($Gr=1$), формула (6) получает вид:

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}. \quad (7)$$

Если теперь в это выражение подставить физические величины, составляющие критерии подобия, и решить его относительно коэффициента теплоотдачи, получим расчетную формулу для случая турбулентного течения воды, воздуха, газов в трубах и в межтрубном пространстве:

$$\alpha = 0,021 \frac{\lambda}{d} \left(\frac{\omega d \rho}{\eta} \right)^{0,8} \left(\frac{C_p \eta}{\lambda} \right)^{0,43} \cdot A, \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К} \quad (8)$$

где g - ускорение силы тяжести ($9,81 \text{ м/с}^2$);

$A = \frac{Pr_{жс}}{Pr_{ст}} = 1,03 \dots 1,06$ — для капельной жидкости (воды);

$A = 1,0$ - для упругих жидкостей (газ, воздух) (при $l/d=50$);

λ - коэффициент теплопроводности теплоносителя при его средней температуре, берется из справочных таблиц (таблица 2);

d - характерный линейный размер, м. Если теплоноситель течет внутри труб - это внутренний диаметр трубы $d_{вн}$ если теплоноситель течет в межтрубном пространстве вдоль труб, это «эквивалентный» диаметр межтрубного сечения $d_s = (1,0 \dots 1,5)d_n$; (d_n - наружный диаметр трубы);

ω - скорость движения теплоносителя, м/с (задана);

ρ - плотность теплоносителя при его средней температуре, кг/м^3 ; для воды и пара берется из справочных таблиц, для газа и воздуха определяется по объединенному газовому закону в зависимости от давления и температуры.

$$\rho = \rho_0 \frac{T_0 P}{P_0 T}, \text{ кг/м}^3 \quad (9)$$

где $\rho_0 = \frac{\mu}{22,4}$ - плотность при нормальных условиях;

$T_0 = 273 \text{ К}$; $P_0 = 0,101 \text{ МПа}$;

P и T - заданное давление и средняя температура;

μ - молекулярная масса газа (кг/кмоль);

η - абсолютная вязкость теплоносителя при его средней температуре берется по справочным таблицам (таблица 2);

C_p - изобарная массовая теплоемкость теплоносителя, $\text{Дж/кг} \cdot \text{К}$ берется по справочным таблицам также в зависимости от средней температуры (для воды допустимо $C_p = 4190 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$).

Для конденсирующего пара формула подобия относительно коэффициента теплоотдачи решается в следующем виде:

при горизонтально расположенных трубах

$$\alpha = 0,724 \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \rho^2 g r}{\eta (t_n - t_{cm}) d_n}}, \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К} \quad (10)$$

при вертикально расположенных трубах

$$\alpha = 0,949 \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \rho^2 g r}{(t_n - t_{cm}) H}}, \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К} \quad (11)$$

где r - удельная теплота парообразования, Дж/кг , берется по справочным таблицам в зависимости от давления;

t_n - температура насыщения, $^{\circ}\text{С}$, также берется из таблиц по давлению;

t_{cm} - температура стенки, принимается приближенно:

$$t_{cm} = \frac{t_n + \frac{t_1'' + t_2''}{2}}{2}, ^{\circ}\text{С} \quad (12)$$

где n - число рядов труб по вертикали;

H - высота труб.

Таблица 2
Физические параметры теплоносителей
(Для воздуха и продуктов сгорания)

Температура °С	Воздух		Продукты сгорания топлива среднего состава	
	теплопроводность Вт/м·К, λ	абс. вязкость Н·с/м ² , η	теплопроводность Вт/м·К, λ	абс. вязкость Н·с/м ² , η
0	0,0245	17,2·10 ⁻⁶	0,0221	15,8·10 ⁻⁶
100	0,0322	21,9·10 ⁻⁶	0,0293	20,4·10 ⁻⁶
200	0,0394	26,0·10 ⁻⁶	0,0362	24,5·10 ⁻⁶
300	0,0464	29,7·10 ⁻⁶	0,0429	28,3·10 ⁻⁶
400	0,0523	33,2·10 ⁻⁶	0,0496	31,7·10 ⁻⁶
500	0,0575	35,2·10 ⁻⁶	0,0564	34,8·10 ⁻⁶
600	0,0625	38,6·10 ⁻⁶	0,0630	37,9·10 ⁻⁶
700	0,0672	41,8·10 ⁻⁶	0,0694	40,7·10 ⁻⁶
800	0,0719	44,3·10 ⁻⁶	0,0758	43,4·10 ⁻⁶
900	0,0765	47,0·10 ⁻⁶	0,0830	46,0·10 ⁻⁶
1000	0,0808	49,1·10 ⁻⁶	0,0876	48,4·10 ⁻⁶

Для воды
Продолжение таблицы 2

Т _е - ра, °С	Теплопроводность Вт/м·К, λ	Абс.язкость Н·с/м ² , η	Т _е - ра, °С	Теплопроводность Вт/м·К, λ	Абс.язкость Н·с/м ² , η
0	0,551	1,79·10 ⁻³	90	0,681	0,315·10 ⁻³
10	0,575	1,31·10 ⁻³	100	0,684	0,283·10 ⁻³
20	0,599	1,01·10 ⁻³	120	0,687	0,238·10 ⁻³
30	0,618	0,802·10 ⁻³	140	0,685	0,202·10 ⁻³
40	0,634	0,654·10 ⁻³	160	0,683	0,174·10 ⁻³
50	0,648	0,550·10 ⁻³	180	0,675	0,153·10 ⁻³
60	0,660	0,470·10 ⁻³	200	0,663	0,136·10 ⁻³
70	0,668	0,406·10 ⁻³	220	0,645	0,125·10 ⁻³
80	0,675	0,355·10 ⁻³	240	0,628	0,115·10 ⁻³

Таким образом, по формуле (8) вычисляется коэффициент теплоотдачи α_1 , если греющим теплоносителем является вода или горячие газы, а по формулам (10), (11), если греющим теплоносителем является пар. Затем по формуле (8) вычисляется α_2 - коэффициент теплоотдачи от поверхности труб нагреваемому теплоносителю (воде, воздуху).

3.5. Определение коэффициента теплопередачи

Необходимо уяснить сущность и формулировку коэффициента теплопередачи, который и выражает интенсивность процесса, а затем вычислить его (приняв тонкостенные трубы за плоскую чистую стенку).

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda_{cm}} + \frac{1}{\alpha_2}}, \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К} \quad (13)$$

где δ – толщина стенки трубы, м;

$$\delta = \frac{d_n - d_v}{2};$$

λ_{cm} – теплопроводность материала стенки (сталь 50 Вт/м·К, латунь 100 Вт/м·К).

3.6. Определение площади поверхности нагрева

Площадь теплопередающей поверхности теплообменного аппарата определяется из основной формулы теплопередачи:

$$F = \frac{Q}{K\Delta t_{cp}} \cdot 10^3, \text{ м}^2 \quad (14)$$

Необходимо вычислить площадь при прямотоке и противотоке и сделать вывод, какое направление движения выгоднее.

3.7. Определение количества труб

$$n_{тр} = \frac{F}{\pi d_n l}, \text{ штук} \quad (15)$$

в случае вертикально расположенных труб $l = H$, м (то и другое задано).

4. ОФОРМЛЕНИЕ И ЗАЩИТА ЗАДАНИЯ

Закончив расчет, необходимо оформить задание и подготовиться к защите по следующим контрольным вопросам:

1. Что такое коэффициент теплоотдачи и от чего он зависит?
2. Что такое коэффициент теплопроводности и где он встречается в расчете?
3. Что такое коэффициент теплопередачи и от чего он зависит?
4. Какое направление движения теплоносителей выгоднее, прямоточное или противоточное и почему?
5. Какие вам известны теплообменные аппараты в технике, быту, в сельском хозяйстве (привести примеры)?

2.9 Лабораторная работа №17 (4 часа).

Тема: «Изучение конструкции котельной установки»

Цель работы: Изучить конструкцию типовой котельной установки

1. Общее устройство парового котла

Рассмотрим общее устройство парового котла на примере котла ДКВР – 4/13, принципиальная схема которого представлена на рис. 1, а конструкция – на рис. 2. Основным элементом парового котла является барабан (паросборник), который выполняется из листовой котельной стали толщиной от 13 до 40 мм и более.

На паросборнике котла **10** (рис. 2) размещаются следующие устройства:

1. Главный паровой запорный орган (задвижка или вентиль) (ГПЗ).
2. Предохранительные паровые клапаны (два и более).
3. Арматура питательного трубопровода (обратные клапана).
4. Водоуказательные приборы.
5. Арматура на паропроводе собственных нужд котла (паропровод паровых насосов).
6. Арматура на трубопроводе для отбора пара на анализ.
7. Импульсные трубопроводы с кранами к приборам и датчикам автоматики.
8. Котловой манометр с трехходовым краном и сифонной трубкой.
9. Арматура трубопровода непрерывной продувки.
10. Арматура на трубопроводе для отбора котловой воды на анализ.
11. Воздушник.
12. Легкоплавкие пробки.

Внутри барабана **10** располагаются сепарационные устройства **18** и питательные перфорированные трубы **21**. Сепарационное устройство - устройство котла,

предназначенное для отделения воды от пара.

Кроме одного или нескольких барабанов в котлоагрегат входят коллекторы **36** – трубы большого диаметра с утолщенной стенкой, сферическими днищами и лючками. Верхний **10** и нижний **34** барабаны между собой связываются конвективным пучком труб **24**. Трубы конвективного пучка развальцованы с двух сторон в барабанах и имеют радиус гиба более 400 мм для обеспечения возможности после чистки труб проверять их сечение прогонкой металлического шара. Конвективные поверхности нагрева располагаются в газоходах котла.

В топочном пространстве котлоагрегата расположены экранные (или радиационные) поверхности нагрева **8**, в которых происходит процесс испарения воды (парообразования). Они одновременно являются водяными экранами, защищающими обмуровку топки от перегрева. Эти трубы одним концом соединяются с верхним барабаном котла путем вальцовки, а другим концом привариваются к коллекторам. Коллектора либо замуровываются в обмуровку топки, либо выносятся за ее пределы. В экранных и конвективных поверхностях нагрева вода и пароводяная смесь движутся снизу вверх в сторону паросборника.

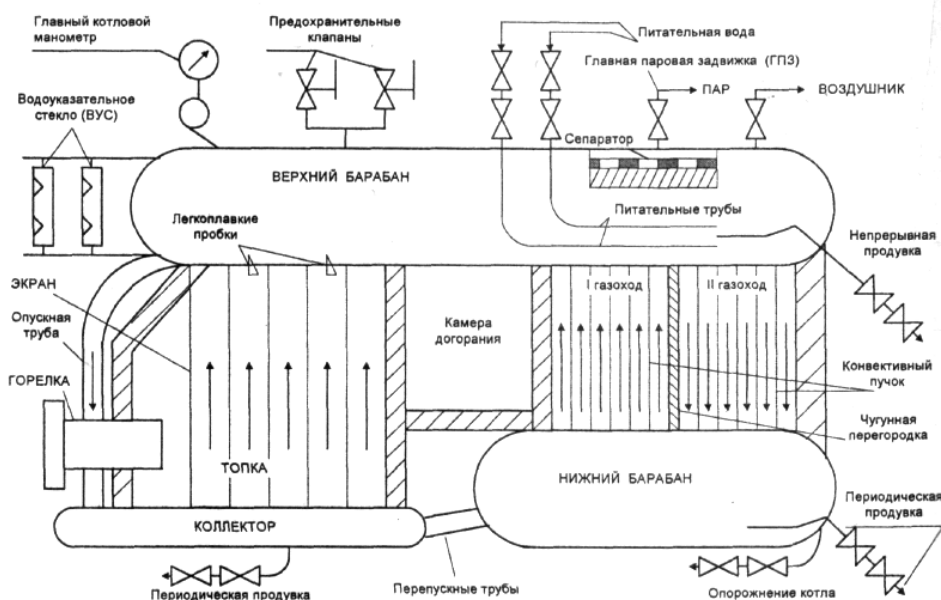


Рис. 1. Принципиальная схема котла типа ДКВР – 2,5; 4; 6,5

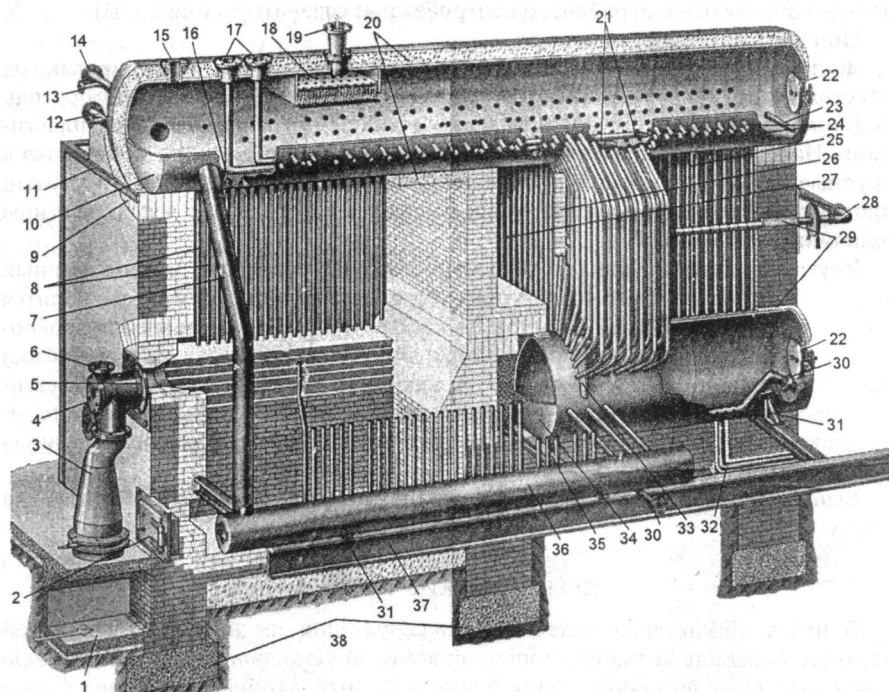


Рис. 2. Паровой котел ДКВр-4/13.

1 - короб подвода воздуха; 2 - дверца топки; 3 - воздуховод; 4 - фланец форсунки; 5 - горелка; 6 - фланец воздуховода острого дутья; 7 - опускная труба; 8 - экранные трубы; 9 - обмуровка котла; 10 - верхний барабан котла; 11 - каркас обмуровки; 12 - труба к водоуказательным приборам котла; 13 - фланец водомерного стекла; 14 - фланец сигнализатора предельного уровня; 15 - патрубок предохранительного клапана; 16 - контрольная пробка; 17 - патрубок подвода питательной воды; 18 - сепарирующие устройства; 19 - патрубок отвода пара; 20 - теплоизоляция котла; 21 - питательные трубы; 22 - лазовый затвор барабана котла; 23 - труба непрерывной продувки; 24 - трубы конвективного пучка; 25 - чугунная перегородка; 26 - кирпичная перегородка; 27 - камера догорания; 28 - обдувочный прибор; 29 - асбестовые шнуры; 30 - труба периодической продувки; 31 - подвижная опора котла; 32 - дренажная труба; 33 - опора кирпичной перегородки; 34 - нижний барабан котла; 35 - неподвижная опора котла; 36 - коллектор экрана; 37 - опорная рама; 38 - фундамент котла

Для питания циркуляционных контуров котловой водой используются опускные трубы 7. Диаметр опускных труб значительно больше экранных и они отделены от прямого воздействия тепла топки (замурованы в стенах обмуровки). Опускными трубами конвективного пучка являются трубы последних рядов, расположенные во втором газоходе.

Котлы не имеют несущего каркаса. Нижний барабан и коллекторы экранов устанавливаются на чугунную раму на специальных опорах. Одна из этих опор 31 является подвижной, а другая неподвижной 35. В месте установки подвижной опоры привариваются указатели перемещения (реперы) - стальные стержни, изогнутые под углом 90° с заостренным концом. Реперы являются указателями удлинения коллекторов и барабанов. Указатель не должен выходить за пределы расположенной под ним рамки.

Вес верхнего барабана передается через систему экранных и конвективных труб к коллекторам и нижнему барабану.

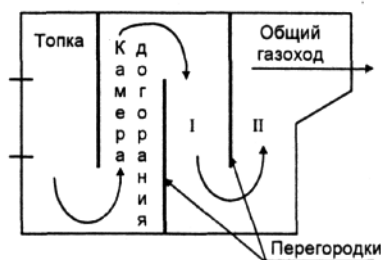


Рис. 3. Схема движения дымовых газов

Движение дымовых газов - горизонтальное с несколькими поворотами (рис. 3). Топка разделена на собственно топку и камеру догорания, составляющую 10-20% от всего топочного объема. Камера догорания 27 (рис. 2) обеспечивает защиту конвективного пучка от попадания пламени, а также уменьшает химический недожог. Из топки дымовые газы выходят в камеру догорания через окно в правом верхнем углу стенки, разделяющей топку и камеру догорания.

Первый ряд конвективного пучка является задним экраном камеры догорания. Конвективный пучок разделен на два газохода перегородками 25, благодаря чему увеличивается длина пути дымовых газов. Выход дымовых газов осуществляется в общий газоход, находящийся на задней стенке обмуровки топки.

При наличии пароперегревателя часть кипяtilьных труб конвективного пучка не устанавливается; пароперегреватели размещаются в первом газоходе после второго-третьего рядов кипяtilьных труб.

Для очистки труб (при работе на мазуте) котлы оборудованы стационарным обдувочным прибором 28 с расположенной по оси котла вращающейся трубой, имеющей ряд сопел (диаметр сопел - 8 мм). Прибор крепится на каркасе задней стенки котла. Для обдувки применяется насыщенный или перегретый пар с давлением не менее 7 кгс/см². На трубопроводе перед обдувочным прибором должны быть установлены манометр и штуцер с вентилем для спуска конденсата перед обдувкой. Вращение обдувочной трубы производится вручную при помощи маховика и цепи.

1.2. Сепарационные устройства

Пар, образующийся в испарительных поверхностях котла, с большой скоростью выносится через зеркало испарения в паровое пространство барабана котла, увлекая за собой мелкие частицы воды с растворенными в ней солями. Эти соли могут отлагаться на внутренних поверхностях арматуры, что приведет к нарушению ее плотности. Для отделения капелек воды от пара применяют сепарационные устройства: дырчатые листы, которые крепятся изнутри к верхней образующей барабана, и центробежные сепараторы (циклоны).

По ГОСТ 23172-78 различают:

Жалюзийный сепаратор – сепаратор, выполненный из профилированных пластин, собранных в пакеты (см. рис. 2). В жалюзийном сепараторе пар поднимается по извилистому пути между стальными гофрированными пластинами. Находящаяся в паре влага оседает на поверхности металла, собирается в крупные капли и опускается против направления парового потока. Дырчатый лист, установленный над пластинами, улавливает прошедшие через пластины одиночные капли воды.

Внутрибарабанный циклон – центробежный сепаратор, расположенный внутри барабана котла. В сепараторах этого типа пароводяная смесь вводится в вертикальные стальные цилиндры по касательной к их внутренней поверхности, благодаря чему в каждом циклоне возникает вращательное (вихревое) движение воды и пара. При этом вода, как более тяжелая, отжимается к стенкам циклона и стекает вниз. В барабанах котлов большой производительности устанавливают по несколько десятков циклонов, которые загромождают внутренний объем барабанов и затрудняют ремонтные работы.

Выносной циклон – центробежный сепаратор, расположенный вне барабана котла.

1.3. Легкоплавкие пробки

В целях обеспечения надежности эксплуатации на нижней образующей верхнего барабана котла над топочной камерой устанавливают две контрольные (легкоплавкие)

пробки **16**: одну ближе к фронту, вторую - к задней стенке топки (см. рис. 2). Основное назначение пробок состоит в том, чтобы в случае упуска воды своевременно обратить внимание персонала на чрезмерное повышение температуры стенки барабана. В этом случае легкоплавкий сплав, которым заливается корпус пробки, должен начать плавиться.

Резкий шум пароводяной струи, выходящей через образующийся при этом в пробке канал, является сигналом для принятия мер к немедленной остановке котла. Контрольная пробка должна выплавляться при температуре 300 °С. Химический состав сплава: свинец - 90%; олово - 10%.

Рекомендуется через каждые 12 месяцев эксплуатации котла менять или перезаливать пробки. Дата перезаливки должна быть выбита клеймением на торце пробки.

2. Арматура котла

К арматуре котла относят водоуказательные приборы, задвижки, вентили, краны и предохранительные клапаны.

2.1. Предохранительные клапаны

Для автоматического выпуска из котла, пароперегревателя, экономайзера некоторого количества пара или воды при подъеме давления в них выше допустимых значений служат предохранительные устройства. На котлах и деаэраторах с давлением пара до 0,7 кгс/см² применяют выкидные устройства (гидрозатворы). На котлах с давлением пара более 0,7 кгс/см² используют рычажные, пружинные предохранительные клапаны и импульсные предохранительные устройства (ИПУ).

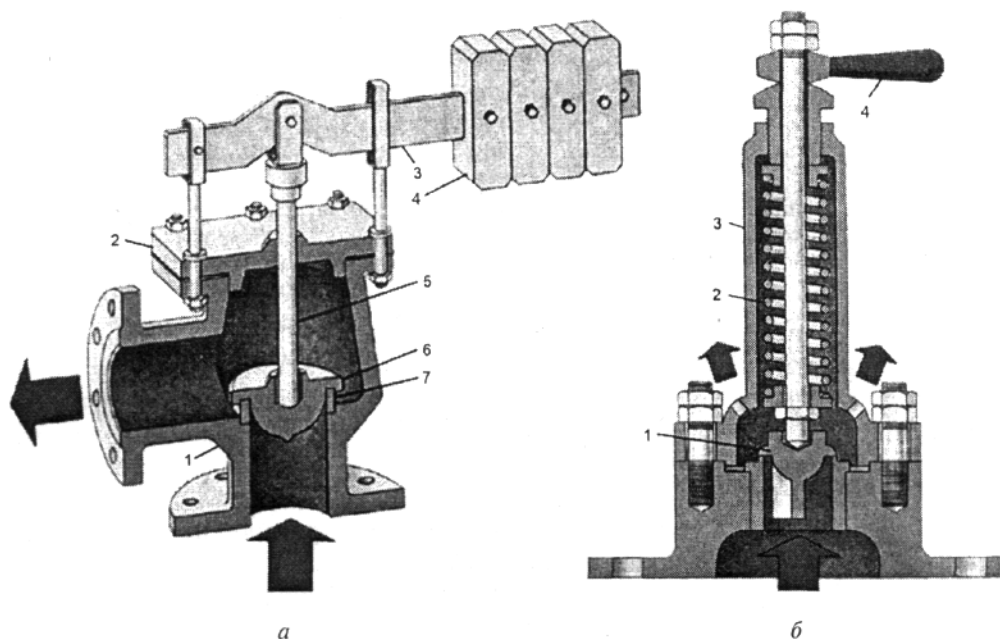


Рис. 4. Предохранительные клапаны:

а - рычажный предохранительный клапан: 1 - корпус; 2 - крышка; 3 - рычаг; 4 - грузы; 5 - шпindel; 6 - клапанная тарелка; 7 - клапанное седло; б - пружинный предохранительный клапан: 1 - клапанная тарелка; 2 - пружина; 3 - кожух; 4 - ручка для опробования клапана

В рычажном предохранительном клапане выход пара из клапана закрывается тарелкой (рис. 4, а), которая грузом прижимается к седлу, вставленному в корпус. Направляющие - ребра тарелки не позволяют ей перекашиваться относительно седла. Снизу на клапан давит пар, стремясь вырваться из парового котла, сверху на клапан передается давление от груза, закрепленного на конце рычага. Масса груза и длина рычага подбираются таким образом, чтобы тарелка поднималась, как только давление в котле

превысит допустимое. Для выхода пара в корпусе клапана имеется отверстие, которое обычно соединяют с атмосферой.

В пружинных предохранительных клапанах давление на тарелку создает пружина (рис. 4, б).

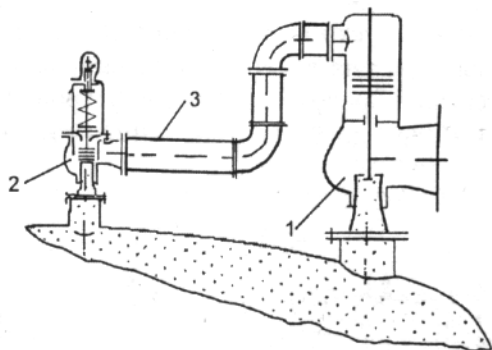


Рис. 5. Принципиальная схема импульсного

предохранительного устройства:

1 - корпус главного клапана; 2 - импульсный (управляющий) предохранительный клапан; 3 - соединительный трубопровод

Импульсное предохранительное устройство (рис. 5) состоит из двух клапанов: импульсного (ИК) и главного. Импульсный клапан управляет работой главного предохранительного клапана (ГПК). При увеличении давления выше допустимого ИК открывается, пропуская пар по соединительному трубопроводу в поршневую камеру ГПК. Поршень ГПК переместится вниз и выпустит излишний пар в выхлопную трубу, выведенную в атмосферу.

2.2. Водоуказательные приборы

Водоуказательные приборы (стекла) работают с котлом по принципу сообщающихся сосудов. Водоуказательные стекла (ВУС) являются указателями уровня прямого действия, они состоят из корпуса, между двумя половинками которого зажато стекло парового, водяного и продувочного кранов (рис. 6).

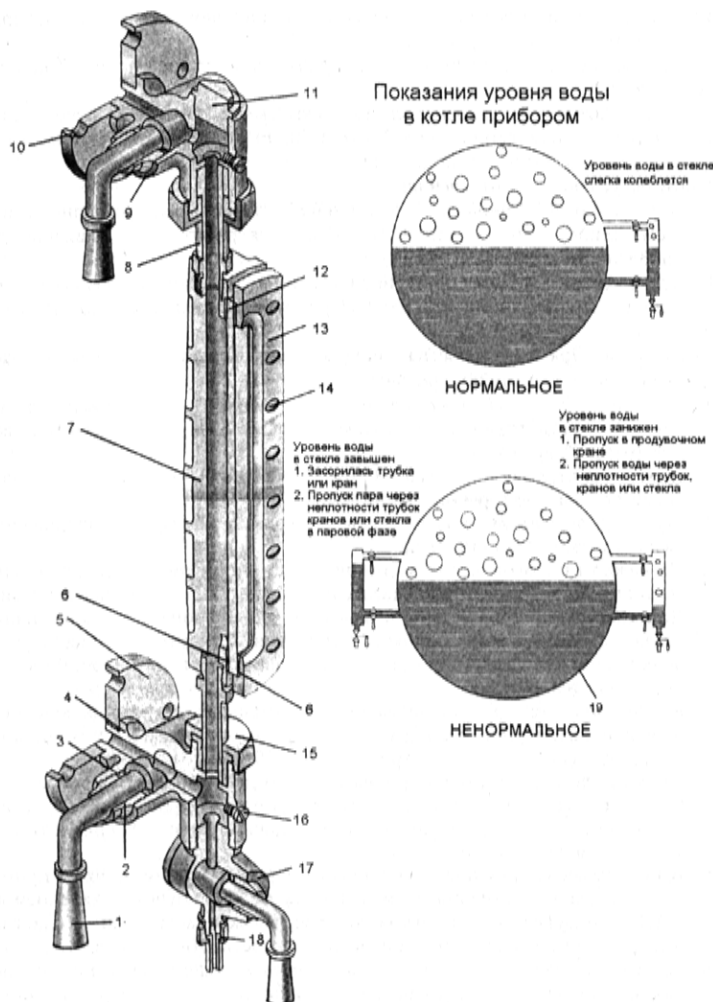


Рис. 6. Водоуказательный прибор:

1 - рукоятка водяного крана; 2 - гайка сальника; 3 - набивка сальника; 4 - корпус водяного крана; 5 - фланец крепления прибора; 6 - прокладка; 7 - корпус; 8 - трубка; 9 - корпус парового крана; 10 - фланец крепления прибора; 11 - пробка; 12 - стекло; 13 - крышка; 14 - болт крепления крышки; 15 - накидная гайка; 16 - пробка; 17 - корпус продувочного крана; 18 - накидная гайка дренажная; 19 - верхний барабан котла

В соответствии с ГОСТ 1663-81 стекла для указателей уровня жидкости подразделяют на два типа: рифленные и гладкие.

Рифленные стекла (стекла «Клингер») имеют гладкую смотровую поверхность,

призматические риски на противоположной ей поверхности и предназначены для работы в паровых котлах при давлении до 35 МПа включительно. Рифленое стекло преломляет свет таким образом, что вода в стекле кажется темной, а пар светлым и уровень воды виден более отчетливо.

Гладкие стекла имеют гладкие смотровую и противоположную ей поверхности и предназначены для работы:

в паровых котлах без слюдяной прокладки при давлении до 3,5 МПа включительно;

в паровых котлах при давлении свыше 35 МПа до 120 МПа включительно со слюдяной прокладкой по ГОСТ 13752-78, предохраняющей стекла от непосредственного воздействия воды и пара.

Если расстояние от площадки, с которой производится наблюдение за уровнем воды в паровом котле, до указателей уровня воды прямого действия более 6 м, а также в случаях плохой видимости приборов должны быть установлены два сниженных дистанционных указателя уровня. В этом случае на барабанах котла допускается установка одного указателя уровня воды прямого действия.

Сниженные указатели уровня должны присоединяться к барабану котла на отдельных штуцерах независимо от других указателей уровня воды и иметь успокоительные устройства.

Работа гидростатического указателя уровня (рис. 7) основана на принципе равновесия двух столбов жидкости разного удельного веса. Нижняя часть прибора заполняется специальной жидкостью с плотностью 1,5-1,8 кг/л, превышающей плотность воды (бромформом, четыреххлористым углеродом, хлороформом и др.). Например, плотность бромформа (CHBr_3) составляет 1,8 кг/л.

Трубка, соединяющая водоуказательную колонку с паровым пространством барабана, снабжена уравнительным сосудом, в котором поддерживается постоянный уровень благодаря происходящей в нем конденсации пара. Во второй трубке, соединяющей колонку с водяным пространством барабана, уровень изменяется в зависимости от положения уровня воды в барабане.

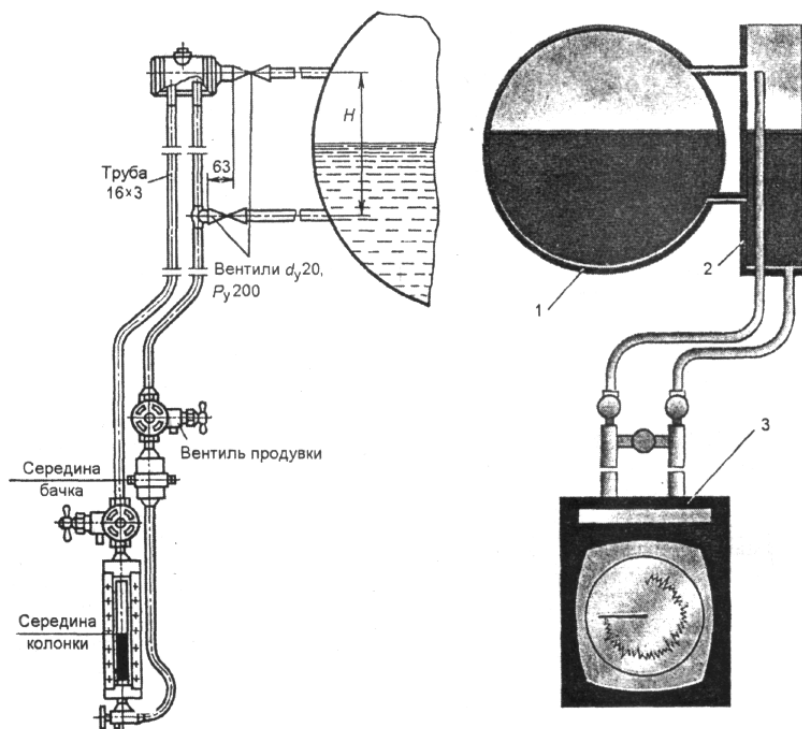


Рис. 7. Сниженные гидростатические указатели уровня:

1 - барабан котла; 2 - уравнильный сосуд; 3 - показывающий прибор

При понижении уровня в барабане разность высот столбов жидкости в трубах увеличится, что приведет к перемещению тяжелой жидкости и понижению ее уровня в водоуказательной колонке. Повышение уровня в барабане вызовет соответствующее повышение уровня тяжелой жидкости в колонке. Гидростатические сниженные указатели уровня могут применяться с показывающими и сигнализирующими дифференциальными манометрами типа ДМ и др.

3. Несущие конструкции котла

3.1. Каркас котла

Каркас котла - это несущая металлическая конструкция, воспринимающая собственный вес котла с учетом временных и особых нагрузок и обеспечивающая требуемое взаимное расположение элементов котла. Конструкция каркаса зависит от мощности и компоновки котла.

Каркас котла представляет собой жесткую пространственную рамную конструкцию, состоящую из колонн, опорных и вспомогательных балок. Несущие колонны - наиболее ответственная часть каркаса; они воспринимают основные нагрузки и передают их на фундамент. Колонны изготовляют из швеллеров или двутавров, сваренных между собой с помощью специальных планок. Опорный башмак нижней части колонны состоит из опорной плиты, траверс и ребер.

Для того чтобы предохранить каркас от неравномерного нагрева, его выносят из зоны повышенных температур за обмуровку. Однако некоторые элементы каркаса, например опорные балки водяного экономайзера, не удастся вынести из зоны повышенных температур. В этом случае их изолируют или охлаждают воздухом, проходящим внутри элементов каркаса коробчатого сечения.

3.2. Обмуровка топки

Обмуровка - система огнеупорных и теплоизоляционных ограждений или конструкций котла, предназначенная для уменьшения тепловых потерь и обеспечения газовой плотности. Внутренний слой обмуровки топки, защищающий кирпич от термического воздействия в самых теплонапряженных местах, называют *футеровкой* (от нем. *futter* - подкладка). Температура наружной поверхности обмуровки не должна превышать 55 °С (при температуре окружающего воздуха +25 °С).

Конструкция обмуровки зависит от условий, в которых она работает. Если стены топочной камеры закрыты трубами поверхностей нагрева - экранированы, то температура внутренней огневой стенки обмуровки будет значительно ниже, чем у неэкранированных котлов, и разность температур между наружной и внутренней стенками обмуровки уменьшится, т. е. обмуровка будет работать в более благоприятных условиях. В этом случае ее можно выполнить более легкой и дешевой.

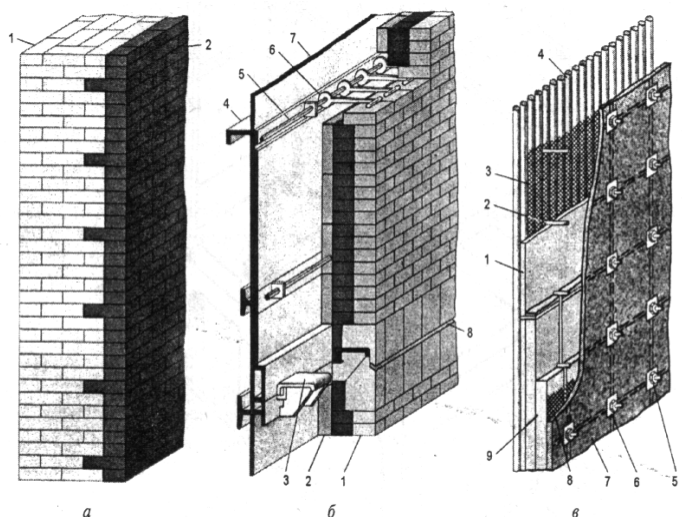


Рис. 8. Виды обмуровки вертикальных стен котлов:

а - тяжелая: 1 - огнеупорный кирпич; 2 - обыкновенный кирпич; б - облегченная: 1 - шамотный кирпич; 2 - термоизолирующие плиты; 3 - опорный кронштейн; 4 - каркас котла; 5 - трубы для крепления крючьев; 6 - крюк; 7 - металлическая обшивка; 8 - температурный шов; в - натрубная: 1 - шамотобетон; 2 - штырь; 3 - сетка; 4 - экран; 5 - гайка; 6 - шайбы; 7 - газоплотная обмазка; 8 - сетка; 9 - теплоизолирующие плиты

По конструктивному оформлению обмуровка делится на *тяжелую* и *облегченную*. Облегченная обмуровка бывает накаркасная и натрубная.

Тяжелая обмуровка состоит из футеровочного (огнеупорного) и облицовочного слоев кирпича (рис. 8, а). Внутренний слой обмуровки выкладывается из огнеупорного (шамотного) кирпича. Внешний слой выполняется из обыкновенного кирпича. Толщина обмуровки 380-640 мм. Установленная на фундаменте котла, она передает на него весь собственный вес. При большой высоте котла (более 10-12 м) устраивают разгрузочные пояса, с помощью которых собственный вес обмуровки частично передается на каркас. Тяжелая обмуровка обычно применяется в котлах малой и средней паропроизводительности.

В современных котлах благодаря плотному экранированию стен топочной камеры трубами поверхностей нагрева температуру внутренней поверхности обмуровки удается снизить до 400-500 °С, что позволяет сделать обмуровку тоньше и легче, т. е. облегченной.

Облегченная обмуровка применяется в котлоагрегатах средней и большой паропроизводительности. По способу передачи механических нагрузок разделяют *натрубные*, передающие нагрузки на экранные системы котла и через них на каркас котла, и *накаркасные*, передающие нагрузки непосредственно на каркас котла обмуровки. Накаркасная обмуровка выполняется в виде двух или трех слоев кирпича общей толщиной не более 300-500 мм. Внутренний ее слой -футеровка, средний слой - изоляционный, внешний - обмуровочный. Для предохранения обмуровки от механических повреждений и создания необходимого уплотнения ее снаружи дополнительно обшивают металлическими листами толщиной 3-4 мм. Такая обмуровка через 1,5-2 м по высоте крепится к каркасу. Конструкции креплений могут быть различными; чаще всего используют чугунные крюки (кляммеры) (рис. 8, б).

Натрубная обмуровка применяется в котлоагрегатах большой паропроизводительности. Она состоит из нескольких слоев теплоизолирующей массы, которая накладывается непосредственно на трубы и удерживается с помощью приваренных к трубам шипов, крюков и проволоочной сетки (рис. 8, в). Теплоизолирующая масса такой обмуровки состоит из слоя огнеупорной хромитовой массы, легковесного бетона и изоляционных плит. Кроме того, наносят уплотняющую штукатурку и газонепроницаемую обмазку. В некоторых котлах такая обмуровка выполняется в виде плит, изготавливаемых из огнеупорных и изоляционных масс. Плиты имеют проволоочный каркас и крепятся к экранным трубам. По конструкции облегченные натрубные обмуровки бывают монолитные и сборные.

3.3. Гарнитура котла

Гарнитурой котла служат устройства для его обслуживания: лестницы, лючки, гляделки, лазы, обдувочные аппараты, дробеочистительные установки, взрывные предохранительные клапаны и др.

Лазы служат для осмотра и ремонта поверхностей нагрева. Они могут быть прямоугольными или круглыми. Дверцы лазов топки и газоходов устанавливаются на чугунной раме, закрепляемой в обмуровке или на каркасе котла.

Гляделки предназначены для визуального осмотра топки и газоходов с наружной стороны котла во время его работы. По устройству они не отличаются от лазов, но имеют значительно меньшие размеры.

Обдувочные аппараты, дробеочистительные установки служат для очистки поверхностей нагрева от золы и шлака при работе на мазуте и твердом топливе.

Взрывные предохранительные клапаны предназначены для соединения топки котла и газоходов с атмосферой в случае хлопка или взрыва в них с целью предохранения обмуровки котлов и кладки газоходов от разрушения. Клапан должен «сработать», т. е.

дать газам выход в атмосферу, прежде, чем они разрушат обмуровку или кладку.

Взрывные предохранительные клапаны следует предусматривать в верхней части топки и газоходов, а также в других местах, где возможно скопление взрывоопасной смеси.

С целью предотвращения травмирования людей взрывные предохранительные клапаны должны иметь отводящие кожухи (рис. 9).

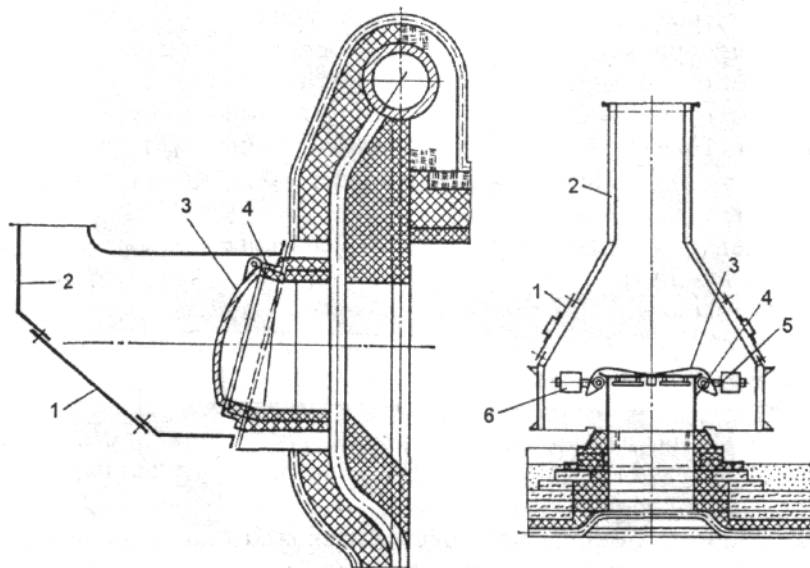


Рис. 9. Взрывные клапаны для установки на боковых стенах и потолке котла:
1 - люк; 2 - отводящий короб; 3 - створка клапана; 4 - корпус; 5 - рычаг; 6 - груз

Наибольшее распространение получили следующие конструкции взрывных клапанов:

1. *Сбросного типа*. Они представляют собой свободно лежащие над проемом пластины, опирающиеся на выступающие элементы котла или кирпичной кладки. По периметру пластина уплотняется мятой огнеупорной глиной, при взрыве - отбрасывается.

2. *Откидного типа*. Их можно устанавливать на горизонтальных и вертикальных стенках газоходов. Эти клапаны представляют собой пластину, соединенную с рамой при помощи петель, на которых она откидывается при взрыве (см. рис. 9).

3. *Разрывного типа*. Устанавливаются на горизонтальных и вертикальных участках газохода. Представляют собой мембраны, закрепленные по краям в раме и разрывающиеся при взрыве. Наиболее часто применяют мембраны из листового асбеста толщиной 2-3 мм. Со стороны газохода по всей площади клапана закрепляется металлическая сетка с ячейками не менее 40х40 мм, которая, не препятствуя выбросу взрывной волны, придает мембране необходимую прочность при случайном воздействии на нее снаружи.

Клапаны из асбестовых мембран, зажатых в металлических рамках, дешевы и просты в изготовлении, однако во время эксплуатации часто разрушаются даже при отсутствии взрывов из-за перегрева, пульсации в топках и газоходах, неплотности мембраны. Для уменьшения вибрации мембраны снаружи обмазывают тонким слоем глины. Для уменьшения нагрева клапан устанавливают так, чтобы излучение факела или кладки не попадало на асбест.

4. Ступенчатое испарение

Сущность ступенчатого испарения заключается в создании различных солевых концентраций котловой воды. В циркуляционных контурах котла создают чистые и солевые отсеки с целью улучшения качества пара. Качество пара определяется концентрацией солей в котловой воде (солесодержанием). Уменьшить солесодержание

можно 2 путями:

- 1) уменьшением солей в питательной воде;
- 2) увеличением продувки.

Для котлов с одноступенчатой схемой испарения увеличение продувки ограничено величиной 2-5% от паропроизводительности. Регулируют концентрацию солей в одноступенчатой схеме за счет периодической продувки котла со всех нижних точек.

Ступенчатое испарение позволяет получать пар требуемого качества при сниженном количестве продувочной воды, для чего в верхнем барабане котла устанавливают перегородки с отверстиями, которые разделяют водяной объем барабана на ряд уменьшающихся отсеков - ступеней, а паровое пространство остается общим. Например, барабан разделяют на три отсека - два торцевых меньших размеров и один средний большего размера (рис. 10, а). Поверхность нагрева котла, подсоединенная к каждому из отсеков, должна иметь самостоятельный циркуляционный контур.

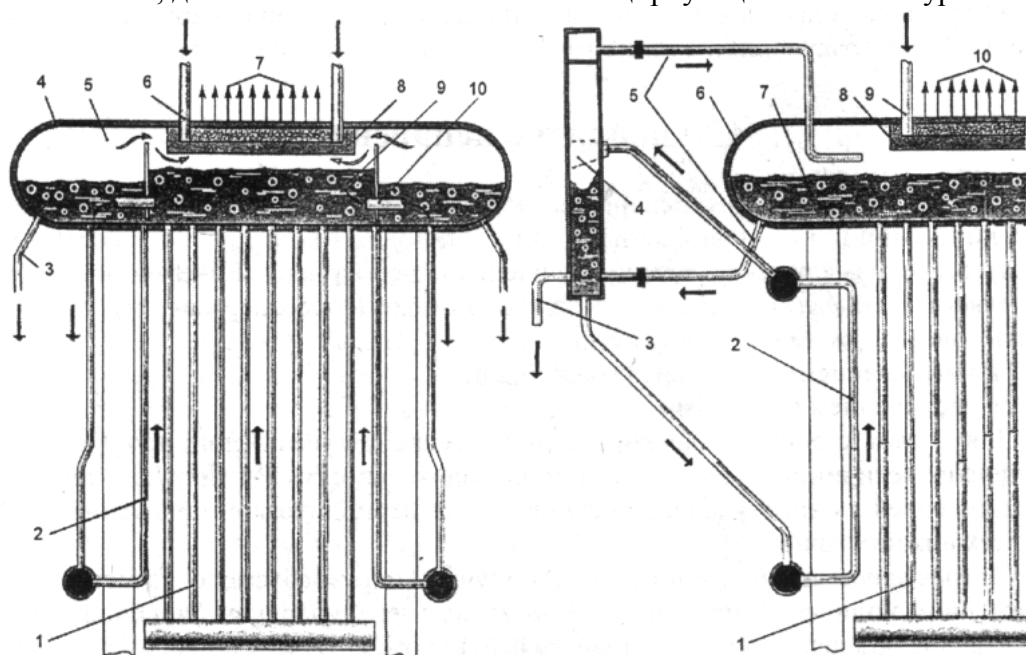


Рис. 10. Схемы ступенчатого испарения:

а - схема двухступенчатого испарения: 1 - испарительный контур чистого отсека; 2 - испарительный контур солевого отсека; 3 - непрерывная продувка; 4 - барабан котла; 5 - солевой отсек; 6 - подвод питательной воды; 7 - выход пара; 8 - водораспределительное устройство; 9 - чистый отсек; 10 - перепускная труба; б- схема испарения с выносным циклоном: 1 - испарительный контур чистого отсека; 2 - испарительный контур солевого отсека; 3 - непрерывная продувка; 4 - солевой отсек (выносной сепаратор); 5 - перепускная труба; 6 - барабан котла; 7 - чистый отсек; 8 - водораспределительное устройство; 9 - подвод питательной воды; 10 - выход пара

Вся питательная вода подается в первый - средний отсек, над которым размещен штуцер с вентилем для отвода пара из барабана. Через отверстия в перегородках проходит вода, которая в циркуляционных контурах концевых отсеков должна превратиться в пар. При этом по направлению к концевым отсекам концентрация солей в котловой воде увеличивается, а количество получаемого пара уменьшается. Основное количество пара получается в среднем чистом отсеке, в котором за счет большой продувки (равной расходу котловой воды в крайних отсеках) образуется пар с более низким солесодержанием. Из солевых отсеков осуществляется непрерывная продувка. При выходе из котла пар первой и второй ступени перемешивается и общее качество пара значительно повышается.

В котлах с перегородками имеет место значительный переброс воды из солевых

отсеков в чистый. По этой причине часто солевые отсеки выносятся из котла путем устройства циклонов и подключения к ним экранных поверхностей второй ступени испарения (рис. 10, б). Из циклонов ведется непрерывная и периодическая продувка. Циклоны также обеспечивают сепарацию пара. Внутри циклона в верхней части устанавливается дырчатый лист, в нижней части - ребро для предотвращения образования воронки. В области ввода пароводяной смеси из экранов в циклоны ставится перегородка, направляющая этот поток тангенциально к корпусу. При вращательном движении, вода отделяется от пара и отводится в нижний коллектор экрана.

5. Продувка котлов

Продувкой называется отвод из котлоагрегата части котловой воды и замена ее питательной. При помощи продувки устанавливается материальный баланс солей, в результате чего поддерживается определенное по нормам солесодержание котловой воды. Продувка котла бывает *периодическая* и *непрерывная*.

При периодической продувке из самых нижних частей котла удаляется часть котловой воды, наиболее насыщенной шламом. В результате этого насыщенность котловой воды шламом понижается (за счет добавки питательной воды), что в свою очередь ведет к уменьшению отложений накипи на поверхности нагрева. Непрерывную продувку, как правило, выполняют из верхних барабанов, т. к. считается, что там концентрируется наибольшее количество солей.

Сроки периодических продувок котла устанавливаются в производственной инструкции в зависимости от качества питательной воды и нагрузки котла (как правило, два раза в сутки). Продувку выполняют строго по графику в присутствии старшего смены. О предстоящей продувке котла предупреждают также лиц, ремонтирующих соседние котлы.

При расположении продувочной арматуры у фронта котла продувку может выполнять один машинист (оператор), если же продувочная арматура находится позади или сбоку котла, то ее выполняют два машиниста; один производит продувку, второй наблюдает за уровнем воды в котле.

Периодическую продувку проводят в следующем порядке:

1) проверяют исправность продувочной линии: не разобрана ли она и не находится ли она в ремонте, установлены ли заглушки к продувочной арматуре котлов, находящихся в ремонте;

2) ощупывают отвод (штуцер) между котлом и продувочным вентилем, который должен быть горячим; холодное состояние этого отвода является признаком его засорения (образовалась пробка из шлама и накипи). В этом случае проводить продувку опасно, т. к. при открывании продувочного вентиля давлением котловой воды может пробить образовавшуюся пробку в отводе, и в результате гидравлического удара могут разрушиться отвод и продувочная арматура;

3) проверяют исправность продувочной арматуры (вентилей);

4) устанавливают исправность водоуказательных приборов;

5) подкачивают воду в котел до высшего допустимого уровня (до 3/4 высоты водомерного стекла);

6) осторожно и постепенно полностью открывают сначала *второй по ходу воды от котла продувочный вентиль*, затем слегка ослабляют ближайший к котлу продувочный вентиль. После этого его плавно полностью открывают, а затем закрывают. Закрывают второй вентиль по ходу воды из котла и приступают к продувке следующей точки;

7) другой машинист в это время должен наблюдать по водоуказательным стеклам за уровнем воды в котле. При снижении уровня воды до нормального (среднего) продувку следует приостановить и подкачать воду в котел. В случае появления в продувочной линии гидравлических ударов, вибраций трубопровода или других неполадок продувку котла следует прекратить;

8) запрещается производить продувку из нескольких точек одновременно;

9) по окончании продувки котла следует убедиться, что запорные вентили на продувочной линии надежно закрыты и не пропускают воду. Если не удастся плотно закрыть продувочные вентили, необходимо усилить питание котла водой и ослабить горение в топке; при сильном пропуске воды остановить котел. Запрещается закрывать продувочные вентили ударами молотка или другими предметами, а также при помощи рычага. Запрещается также продувать котел при недостаточном освещении продувочной арматуры и проходов к ней.

О начале и конце периодической продувки должна быть сделана запись в сменном (вахтенном) журнале.

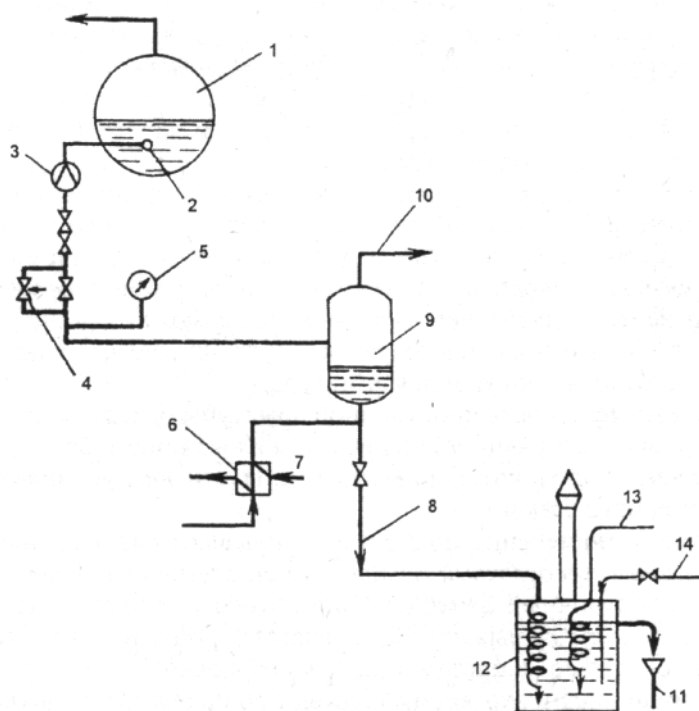


Рис. 11. Принципиальная схема непрерывной продувки:

1 - барабан; 2 - водозаборное устройство; 3 - расходомер (диафрагма); 4 - регулирующий клапан; 5 - манометр; 6 - теплообменник; 7 - нагреваемая вода; 8 - дренаж; 9 - сепаратор непрерывной продувки; 10 - выпар (направляется в деаэратор); 11 - дренаж; 12 - барботер; 13, 14 - трубы для подвода в барботер воды периодической продувки и охлаждающей

Непрерывная продувка должна обеспечивать при работе котла постоянный вывод избытка солей из котловой воды. Котловая вода непрерывной продувки из барабана отводится в аппарат, называемый сепаратором непрерывной продувки, в котором происходит расширение воды и отделение пара (рис. 11).

Сепаратор непрерывной продувки (рис. 12) представляет собой цилиндрический сосуд со сферическими или плоскими днищами. В верхней части корпуса находится жалюзийное сепарационное устройство, а в нижней - регулятор уровня воды. Сепаратор оборудован водоуказательным стеклом, манометром и предохранительным клапаном. Продувочная вода по трубопроводам подается от котлов в сепаратор, давление в котором значительно ниже, чем давление в котле (сепаратор соединен с атмосферой). В результате часть воды испаряется и образовавшийся пар сбрасывается в атмосферу или поступает в котловый деаэратор, где тепло его используется, а оставшаяся горячая вода, содержащая соли, - в дренаж или используется для подогрева холодной воды (рис. 11). Как правило, эту продувочную воду направляют в теплообменник для подогрева исходной воды, идущей к фильтрам ХВО. После теплообменника вода поступает в барботер, а затем сбрасывается в канализацию. Степень открытия регулирующего клапана (рис. 11) устанавливает химическая лаборатория, и машинисту запрещается производить какие-

либо изменения его положения.

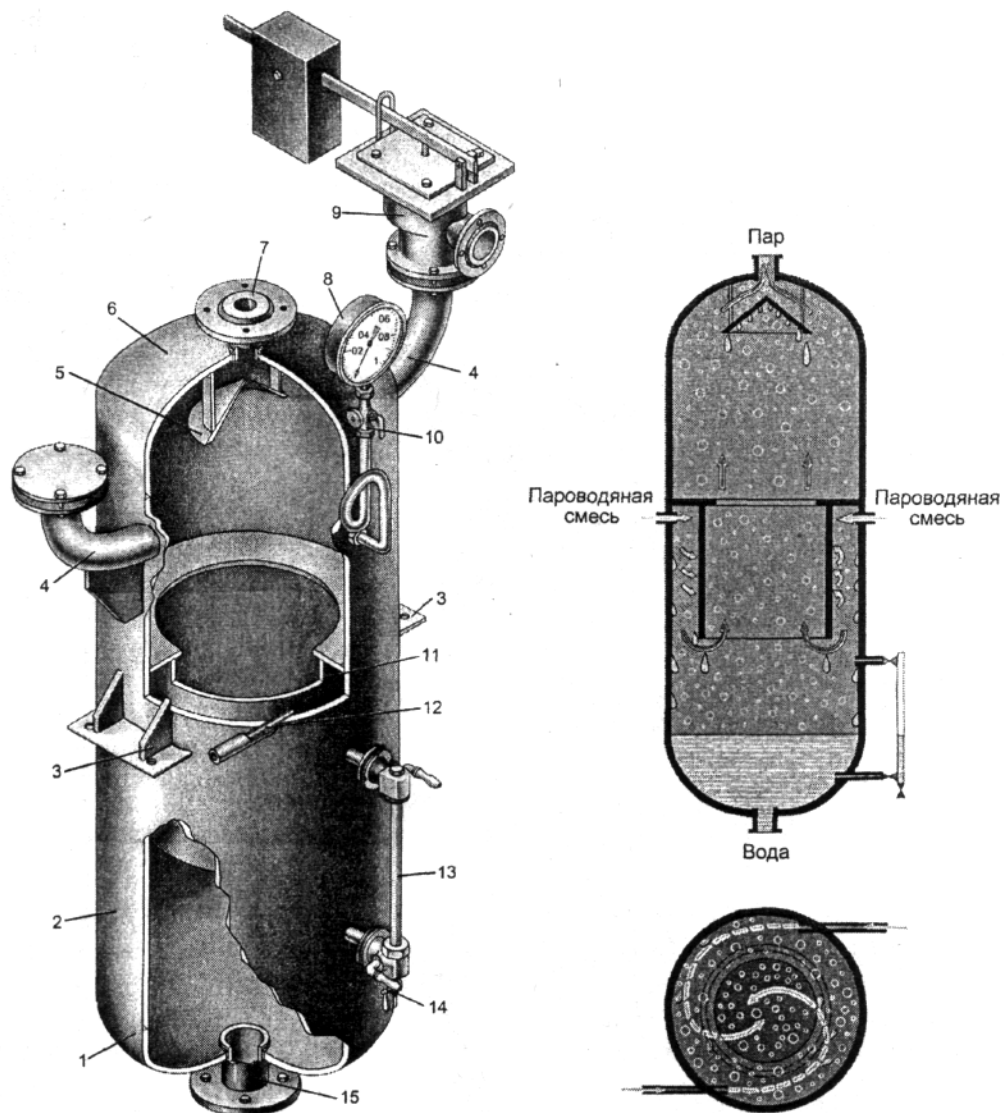


Рис. 12. Сепаратор непрерывной продувки:

1 - нижнее днище; 2 - корпус сепаратора; 3 - опора крепления сепаратора; 4 - колено с фланцем; 5 - отбойный щит; 6 - верхнее днище; 7 - патрубок выхода отсепарированного пара; 8 - манометр; 9 - однорычажный предохранительный клапан; 10 - трехходовой кран; 11 - сепарирующее устройство; 12 - пароподводящее сопло; 13 - водоуказательное стекло; 14 - кран для продувки водоуказательного стекла; 15 - выход отсепарированной воды

Барботер - устройство для охлаждения горячих стоков котельной за счет подмешивания к ним холодной воды (по принципу смесительного теплообменника).

3. МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ПРОВЕДЕНИЮ ПРАКТИЧЕСКИХ ЗАНЯТИЙ

3.1 Практическое занятие № 1 (2 часа).

Тема: «Параметры состояния термодинамической системы»

1. Параметры состояния идеального газа

К основным термодинамическим параметрам газообразного вещества относятся: термодинамическая температура, абсолютное давление, объем.

Термодинамическая (абсолютная) *температура* рабочего тела является мерой интенсивности теплового движения молекул. Термодинамическая температура T отсчитывается по *шкале Кельвина*. В технике иногда применяется *стоградусная шкала* – шкала Цельсия. Величина градуса в обеих шкалах одинакова, поэтому пересчет с одной шкалы в другую производится по формуле:

$$T = t + 273,15. \quad (1.1)$$

Тем не менее, во всех термодинамических соотношениях используется только термодинамическая температура.

Абсолютное давление численно равно силе, действующей по направлению нормали на единицу площади поверхности тела. Единицей измерения давления служит Паскаль (Па) – давление, вызываемое силой 1 Н, равномерно распределенной по поверхности площадью 1 м² и нормальной к ней. Внесистемными единицами давления являются атмосфера и бар. Давление также может измеряться высотой столба жидкости, то есть в мм ртутного и водяного столба.

Между единицами измерения существуют следующие соотношения:

$$1 \text{ кгс/см}^2 = 9,807 \cdot 10^4 \text{ Па} = 98,07 \text{ кПа}$$

$$1 \text{ ат} = 9,807 \cdot 10^4 \text{ Па} = 98,07 \text{ кПа} \Rightarrow 1 \text{ кгс/см}^2 = 1 \text{ ат}$$

$$1 \text{ мм вод. ст.} = 9,807 \text{ Па} = 9,807 \cdot 10^{-3} \text{ кПа}$$

$$1 \text{ мм рт. ст.} = 133,3 \text{ Па} = 0,1333 \text{ кПа.}$$

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па} = 100 \text{ кПа}$$

Абсолютное давление складывается из двух составляющих атмосферного (барометрического) $p_{\text{бар}}$ и избыточного давлений $p_{\text{изб}}$:

$$p = p_{\text{бар}} + p_{\text{изб}}.$$

Атмосферное давление измеряется барометрами.

Избыточное давление может быть как положительным, так и отрицательным. Положительное избыточное давление в системе измеряется манометрами различной конструкции, поэтому положительное избыточное давление также называется манометрическим – $p_{\text{ман}}$. Отрицательное избыточное давление представляет собой вакуум в системе, который измеряется вакуумметрами, поэтому отрицательное избыточное давление называется вакуумметрическим – $p_{\text{вак}}$.

Таким образом, для определения абсолютного давления необходимо знать показания барометра и манометра или вакуумметра:

$$p > p_{\text{бар}}: p = p_{\text{бар}} + p_{\text{ман}}. \quad (1.2)$$

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

Объем V системы выражается в м³. Очень часто в термодинамических соотношениях применяется *удельный объем* вещества, представляющий собой объем, занимаемый единицей массы вещества:

$$\nu = \frac{V}{m}, \text{ м}^3/\text{кг}. \quad (1.4)$$

Иногда вместо удельного объема применяется обратная величина – плотность:

$$\rho = \frac{m}{V}, \text{ кг/ м}^3. \quad (1.5)$$

Для сравнения различных газов между собой по объему их приводят к так называемым *нормальным физическим условиям* (НФУ), характеризующимся давлением $p_n = 760$ мм рт.ст. (101,3 кПа) и температурой $T = 273,15$ К.

2. Основные законы идеального газа

Для идеальных газов справедливы следующие законы.

Закон Бойля-Мариотта: для данной массы газа при постоянной температуре произведение давления газа на его объем есть величина постоянная:

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

или для данной массы газа при постоянной температуре объем, занимаемый идеальным газом, изменяется обратно пропорционально его давлению:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1}. \quad (2.1)$$

Закон Гей-Люссака: для данной массы газа при постоянном давлении отношение удельного объема к его термодинамической температуре есть величина постоянная:

$$\frac{v}{T} = \text{const},$$

или для данной массы газа при постоянном давлении объем, занимаемый идеальным газом, изменяется прямо пропорционально термодинамическим температурам:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (2.2)$$

При этом все газы при нагревании на 1 К обнаруживают относительное увеличение объема на одну и ту же величину, равную:

$$\alpha = \frac{1}{273,15} = 0,003661 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}.$$

Так как $T = t + 273,15$, то $T = t + 1/\alpha$. Тогда,

$$\frac{v}{v_0} = \frac{T}{T_0} \Rightarrow v = \alpha v_0 T = v_0(\alpha t + 1), \quad (2.3)$$

где v_0 – удельный объем газа при температуре $T_0 = 273,15 = 1/\alpha$;

v – удельный объем газа при температуре T .

Закон Шарля: для данной массы газа при постоянном объеме отношение давления газа к его термодинамической температуре есть величина постоянная:

$$\frac{p}{T} = \text{const},$$

или для данной массы газа при постоянном объеме давление газа изменяется прямо пропорционально его термодинамической температуре:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (2.4)$$

Закон Авогадро: при одинаковых температурах и давлениях в равных объемах различных идеальных газов содержится одинаковое количество молекул ($6,022 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро). Из закона Авогадро следует, что *плотности газов, находящихся при одинаковых температурах и давлениях, прямо пропорциональны их молярным массам*:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{M_1}{M_2}, \quad (2.5)$$

где ρ и M – соответственно плотность и молярная масса газа.

Так как $\rho = 1/\nu$, то отношение плотностей газов может заменить обратным отношением удельных объемов:

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{M_1}{M_2} \Rightarrow \nu_1 M_1 = \nu_2 M_2.$$

Следовательно, при одинаковых физических условиях произведение удельного объема газа на его молярную массу есть величина постоянная и не зависит от природы газа:

$$\nu M = \text{const.} \quad (2.6)$$

Произведение νM есть объем 1 кмоль идеального газа (молярный объем) V_M , а полученное выражение показывает, что объемы киломолей всех газов при равных температурах и давлениях одинаковы. Так, при нормальных физических условиях объем одного киломоля любого идеального газа будет одним и тем же – 22,4 м³/кмоль.

3. Уравнение состояния идеального газа

Уравнением состояния называется выражение, которое связывает любой термодинамический параметр системы с параметрами, принятыми в качестве независимых переменных. Уравнение состояния, связывающее для однородного тела давление p , объем V и температуру T , называется *термическим уравнением состояния*: $f(p, V, T) = 0$.

Уравнение состояния не может быть выведено методами термодинамики и должно быть найдено либо экспериментально, либо методами статистической физики. Для идеальных газов уравнение состояния может быть получено из совместного рассмотрения законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака, из которых следует:

$$\frac{p_1 \nu_1}{T_1} = \frac{p_2 \nu_2}{T_2}.$$

Представленное выражение показывает, что произведение удельного объема идеального газа на абсолютное давление, деленное на термодинамическую температуру, для любого равновесного состояния есть величина постоянная:

$$\frac{p \nu}{T} = \text{const.}$$

Постоянная величина, отнесенная к 1 кг газа, обозначается буквой R и называется *газовой постоянной*. Газовая постоянная не зависит от состояния газа, а зависит только от его свойств. Она является индивидуальной для каждого газа. Тогда:

$$\frac{p \nu}{T} = R \quad \Rightarrow \quad p \nu = RT. \quad (3.1)$$

Таким образом, получено уравнение, однозначно связывающее между собой термодинамические параметры газа p , ν и T , то есть *термическое уравнение состояния идеального газа*. Это уравнение также называется уравнением Клапейрона.

Для произвольного количества газа с массой m уравнение состояния имеет вид:

$$pV = mRT. \quad (3.2)$$

где p – абсолютное давление газа, Па;

V – объем произвольного количества газа, м³;

m – масса газа, кг;

T – термодинамическая температура, К.

Уравнению Клапейрона можно придать универсальную форму, если газовую постоянную отнести не к 1 кг газа, а к 1 кмоль.

Уравнение состояния для 1 кмоль газа записывается следующим образом:

$$p\nu M = MRT, \text{ откуда } MR = \frac{pV_M}{T}.$$

Произведение $MR = R_M$ называется *универсальной газовой постоянной*. Она не зависит от состояния газа и одинаковая для всех идеальных газов. Определим значение R_M при нормальных физических условиях:

$$R_M = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{град}}.$$

Тогда уравнение состояния идеального газа можно записать в следующем виде:

$$pV_M = 8314T, \quad (3.3)$$

которое является универсальным уравнением состояния идеального газа, и называется уравнением состояния Клапейрона-Менделеева.

Зная универсальную газовую постоянную R_M , можно определить газовую постоянную 1 кг газа:

$$R = \frac{8314}{M}, \quad (3.4)$$

где M – молярная масса газа, кг/кмоль.

Таким образом, уравнение состояния идеального газа может быть представлено в следующих видах:

для 1 кг газа $p\nu = RT$;

для m кг газа $pV = mRT$;

для 1 кмоль газа $pV_M = R_M T$.

4. Примеры решения задач

Задача 1. Начальное состояние азота задано параметрами: $t = 200^\circ\text{C}$, $\nu = 1,9 \text{ м}^3/\text{кг}$. Азот нагревается при постоянном давлении, причем объем азота увеличивается до $5,7 \text{ м}^3/\text{кг}$. Определите конечную температуру.

Решение.

По закону Гей-Люссака (2.2):

$$\frac{\nu_1}{T_1} = \frac{\nu_2}{T_2} \Rightarrow T_2 = T_1 \frac{\nu_2}{\nu_1};$$

$$T_2 = (200 + 273,15) \cdot \frac{5,7}{1,9} = 1419 \text{ К}.$$

Ответ: 1419 К.

Задача 2. В цилиндре с подвижным поршнем находится кислород при $t = 80^\circ\text{C}$ и вакуумметрическом давлении 42,7 кПа. Кислород сжимается при постоянной температуре до избыточного давления $p_{изб} = 1,2 \text{ МПа}$. Барометрическое давление 99,3 кПа. Во сколько раз уменьшится объем кислорода?

Решение.

По закону Бойля-Мариотта (2.1):

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_{бар} + p_m}{p_{бар} - p_v} = \frac{99,3 + 1200}{99,3 - 42,7} = 22,96.$$

Ответ: объем уменьшился в 23 раза.

Задача 3. Чему равна плотность воздуха при температуре 20°C и давлении 1,5 МПа?

Решение.

Плотность воздуха определяется по выражению: $\rho_{\text{в}} = \frac{1}{\nu_{\text{в}}}$.

Удельный объем воздуха определим из уравнения Клапейрона (3.1):

$$p\nu_{\text{в}} = RT \quad \Rightarrow \quad \frac{p}{\rho_{\text{в}}} = \frac{R_M}{M_{\text{в}}}(t + 273,15) \quad \Rightarrow$$

$$\rho_{\text{в}} = \frac{pM_{\text{в}}}{R_M(t + 273,15)} = \frac{1,5 \cdot 10^6 \cdot 28,96}{8314 \cdot (20 + 273,15)} = 17,8 \text{ кг/м}^3.$$

Ответ: 17,8 кг/м³.

Задача 4. В комнате площадью 35 м² и высотой 3,1 м воздух находится при температуре $t = 23^\circ\text{C}$ и барометрическом давлении 97,3 кПа. Какое количество воздуха проникнет с улицы в комнату, если барометрическое давление увеличится до 101,3 кПа. Температура воздуха остается постоянной.

Решение.

Из уравнения Клапейрона (3.2) $pV = mRT$:

$$p_1 Sh = m_1 \frac{R_M}{M_{\text{в}}}(t + 273,15) \quad \Rightarrow \quad m_1 = \frac{p_1 Sh M_{\text{в}}}{R_M(t + 273,15)}.$$

$$\text{Аналогично } m_2 = \frac{p_2 Sh M_{\text{в}}}{R_M(t + 273,15)}.$$

Количество воздуха, поступающего с улицы в комнату равно:

$$\Delta m = m_2 - m_1 = \frac{p_2 Sh M_{\text{в}}}{R_M(t + 273,15)} - \frac{p_1 Sh M_{\text{в}}}{R_M(t + 273,15)} = \frac{Sh M_{\text{в}}}{R_M(t + 273,15)}(p_2 - p_1);$$

$$\Delta m = \frac{35 \cdot 3,1 \cdot 28,96}{8314 \cdot (23 + 273,15)} \cdot (101,3 - 97,3) \cdot 10^3 = 5,1 \text{ кг}.$$

Ответ: 5,1 кг.

Задача 5. 0,03 м³ кислорода, отнесенного к НФУ, находится в сосуде емкостью 650 см³. Определите показания манометра, измеряющего давление в этом сосуде, если температура кислорода 200°C. Атмосферное давление 101,6 кПа.

Решение.

Из уравнения состояния идеального газа $\frac{p_{\text{н}} V_{\text{н}}}{T_{\text{н}}} = \frac{pV}{T}$ следует:

$$p = \frac{p_{\text{н}} V_{\text{н}}}{T_{\text{н}}} \cdot \frac{T}{V}.$$

Манометрическое давление определяется по выражению:

$$p_{\text{ман}} = p - p_{\text{ат}} = \frac{p_{\text{н}} V_{\text{н}}}{T_{\text{н}}} \cdot \frac{t + 273,15}{V} - p_{\text{ат}};$$

$$p_{\text{ман}} = \frac{101325 \cdot 0,03}{273,15} \cdot \frac{200 + 273,15}{650 \cdot 10^{-6}} - 101600 = 8 \cdot 10^6 = 8 \text{ МПа}.$$

Ответ: 8 МПа.

5. Задачи для самостоятельного решения

1. Давление азота в сосуде при комнатной температуре (20 °С) равно 2,2 МПа. В сосуде азот нагревается, причем известно, что предельное избыточное давление, при котором возможна, безопасная работа, $p_{изб} = 6$ МПа. Определите температуру, до которой возможно нагревание азота. Барометрическое давление 100 кПа.

Ответ: 540 °С.

2. Определите плотность воздуха и водорода при нормальных физических условиях (НФУ).

Ответ: 1,293 кг/м³; 0,0892 кг/м³.

3. Паротурбинная установка мощностью 100 МВт расходует 0,37 кг топлива на 1 кВт·ч. Какова должна быть суммарная массовая производительность вентиляторов, подающих воздух в топку котла, если для сжигания 1 кг топлива требуется 15 м³ воздуха при НФУ?

Ответ: 717,6 т/ч

4. Производительность воздушного компрессора при НФУ 500 м³/ч. Чему равна массовая производительность компрессора?

Ответ: 646,5 кг/ч

5. Компрессор подает кислород в резервуар емкостью 3 м³. Избыточное давление в резервуаре увеличивается при этом от 0,01 до 0,6 МПа, а температура газа – от 15 до 30 °С. Определите массу поданного компрессором кислорода. Барометрическое давление 99,3 кПа.

Ответ: 22,6 кг.

3.2 Практическое занятие № 2 (2 часа).

Тема: «Уравнение состояния рабочего тела.»

1. Парциальное давление и парциальный объем

Рабочими телами типовых машин часто являются смеси различных газов. Воздух также представляет собой газовую смесь, состоящую из азота, кислорода, углекислого газа, водяных паров и одноатомных газов. Для решения практических задач необходимо знать газовую постоянную смеси $R_{см}$, среднюю молярную массу смеси $M_{см}$ и другие параметры газовой смеси.

Газовой смесью называется смесь отдельных газов (компонентов), не вступающих между собой ни в какие химические реакции. Каждый компонент смеси подчиняется уравнению Клапейрона, то есть он является идеальным газом. Каждый газ в смеси ведет себя независимо от других, следовательно, занимает весь располагаемый объем, в котором заключена смесь, и оказывает на стенки сосуда свое так называемое парциальное давление p_i .

Парциальное давление – это давление, которое имел бы каждый компонент смеси, если бы он один при той же температуре занимал весь объем. Газовая смесь идеальных газов подчиняется закону Дальтона, который гласит: общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов, составляющих смесь:

$$p_{см} = \sum_{i=1}^n p_i ,$$

где n – количество компонентов газовой смеси.

Итак, каждый компонент смеси, занимая весь объем смеси, находится под своим парциальным давлением. Но если этот компонент поместить под давлением $p_{см}$ при той же температуре $T_{см}$, то он займет объем V_i меньший, чем объем $V_{см}$. Этот объем называется приведенным или парциальным.

Парциальным объемом газа называется объем, который занимал бы компонент, если бы его температура и давление равнялись температуре и давлению смеси газов.

Объем смеси равен сумме парциальных объемов ее компонентов:

$$V_{см} = \sum_{i=1}^n V_i.$$

2. Способы задания газовой смеси

Состав газовой смеси может быть задан массовыми, объемными и молярными долями.

Массовой долей называется отношение массы компонента m_i к массе смеси $m_{см}$:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{см}}.$$

Масса смеси является суммой масс ее компонентов:

$$m_{см} = \sum_{i=1}^n m_i,$$

следовательно, сумма массовых долей компонентов равна единице:

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

Объемной долей называется отношение парциального (приведенного) объема компонента V_i к полному объему смеси $V_{см}$:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{см}}.$$

Сумма парциальных объемов газа, составляющих смесь, равна объему смеси газов:

$$V_{см} = \sum_{i=1}^n V_i,$$

следовательно, сумма объемных долей равна единице:

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

Молярной долей называется отношение количество молей компонента ν_i к общему количеству молей смеси $\nu_{см}$:

$$n_i = \frac{\nu_i}{\nu_{см}} = r_i.$$

Для идеальных газов молярные и объемные доли численно равны друг другу.

3. Соотношение между массовыми и объемными долями

Между удельными объемами, плотностями, молярными массами и газовыми постоянными существует ряд зависимостей:

$$m = \rho V = M \nu = \frac{8314}{R} \nu.$$

Из этого выражения следует, что:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{см}} = \frac{\rho_i V_i}{\rho_{см} V_{см}} = \frac{\rho_i}{\rho_{см}} r_i;$$

$$g_i = \frac{M_i v_i}{M_{см} v_{см}} = \frac{M_i}{M_{см}} r_i; \Rightarrow$$

$$g_i = \frac{M_i r_i}{\sum_{i=1}^n M_i r_i}$$

$$g_i = \frac{8314 v_i}{R_i} : \frac{8314 v_{см}}{R_{см}} = \frac{R_{см}}{R_i} r_i;$$

$$r_i = \frac{\rho_{см}}{\rho_i} g_i = \frac{M_{см}}{M_i} g_i = \frac{R_i}{R_{см}} g_i. \Rightarrow$$

$$r_i = \frac{g_i / M_i}{\sum_{i=1}^n g_i / M_i}$$

Запишем основные расчетные соотношения для средней молярной массы смеси $M_{см}$, газовой постоянной смеси $R_{см}$, плотности смеси $\rho_{см}$, удельного объема смеси $v_{см}$ и парциального давления компонентов p_i при различных способах задания состава смеси.

4. Соотношения для расчета смесей идеальных газов

Способ задания смеси	Объемными (молярными) долями	Массовыми долями
Формулы перехода	$g_i = \frac{M_i r_i}{\sum M_i r_i}$	$r_i = \frac{g_i / M_i}{\sum g_i / M_i}$
Средняя молярная масса смеси	$M_{см} = \sum_{i=1}^n M_i r_i$	$M_{см} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^n R_i g_i}$
Газовая постоянная смеси	$R_{см} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^n M_i r_i}$	$R_{см} = \sum_{i=1}^n R_i g_i$
Плотность смеси	$\rho_{см} = \sum_{i=1}^n \rho_i r_i$	$\rho_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\rho_i}}$
Удельный объем смеси	$v_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{v_i}}$	$v_{см} = \sum_{i=1}^n v_i g_i$
Парциальное давление	$p_i = p r_i$	$p_i = p \frac{g_i / M_i}{\sum_{i=1}^n g_i / M_i}$

5. Примеры решения задач

Задача 1. Смесь 10 кг кислорода и 15 кг азота имеет давление 0,3 МПа и температуру 27°C. Определите: объемные доли каждого газа в смеси, среднюю молярную массу смеси, удельную газовую постоянную, общий объем смеси, парциальные давления и объемы.

Решение.

Массу газовой смеси определяем по выражению:

$$m_{см} = m_{O_2} + m_{N_2} = 10 + 15 = 25 \text{ кг.}$$

Массовые доли газовой смеси равны:

$$g_{O_2} = \frac{m_{O_2}}{m_{см}} = \frac{10}{25} = 0,4; \quad g_{N_2} = 1 - g_{O_2} = 1 - 0,4 = 0,6.$$

Объемные доли газовой смеси равны:

$$r_{O_2} = \frac{g_i / M_i}{\sum_{i=1}^n g_i / M_i} = \frac{g_{O_2} / M_{O_2}}{\frac{g_{O_2}}{M_{O_2}} + \frac{g_{N_2}}{M_{N_2}}} = \frac{0,4}{32 \cdot \left(\frac{0,4}{32} + \frac{0,6}{28} \right)} = 0,368.$$

$$r_{N_2} = 1 - r_{O_2} = 1 - 0,368 = 0,632.$$

Средняя молярная масса газовой смеси определяется по выражению:

$$M_{см} = \sum_{i=1}^n M_i r_i = M_{O_2} r_{O_2} + M_{N_2} r_{N_2} = 32 \cdot 0,368 + 28 \cdot 0,632 = 29,47 \text{ кг/кмоль.}$$

Удельная газовая постоянная газовой смеси равна:

$$R_{см} = \frac{8314}{M_{см}} = \frac{8314}{29,47} = 282 \text{ Дж/(кг·К).}$$

Для определения общего объема смеси воспользуемся уравнением Клапейрона-Менделеева:

$$p_{см} V_{см} = m_{см} R_{см} T_{см} \Rightarrow V_{см} = \frac{m_{см} R_{см} T_{см}}{p_{см}} = \frac{25 \cdot 282 \cdot (27 + 273)}{0,3 \cdot 10^6} = 7,05 \text{ м}^3.$$

Парциальные объемы равны:

$$V_{O_2} = V_{см} r_{O_2} = 7,05 \cdot 0,368 = 2,59 \text{ м}^3,$$

$$V_{N_2} = V_{см} - V_{O_2} = 7,05 - 2,59 = 4,46 \text{ м}^3.$$

Парциальные давления равны:

$$p_{O_2} = p_{см} r_{O_2} = 300 \cdot 10^3 \cdot 0,368 = 110 \text{ кПа,}$$

$$p_{N_2} = p_{см} - p_{O_2} = 300 - 110 = 190 \text{ кПа.}$$

Задача 2. Влажный воздух представляет собой смесь сухого воздуха и водяного пара. Известно, что на каждый килограмм сухого воздуха во влажном воздухе d , г водяного пара. Определите массовые и объемные доли сухого воздуха и водяного пара, плотность при НФУ, среднюю газовую постоянную и молярную массу смеси, если $d = 10$ г/кг сухого воздуха.

Решение.

Масса сухого воздуха равна $m_e = 1$ кг, тогда масса водяного пара равна:

$$m_{H_2O} = d \cdot m_e = 0,01 \cdot 1 = 0,01 \text{ кг.}$$

Масса газовой смеси равна:

$$m_{см} = m_e + m_{H_2O} = 1,0 + 0,01 = 1,01 \text{ кг.}$$

Массовые доли газовой смеси равны:

$$g_{H_2O} = \frac{m_{H_2O}}{m_{см}} = \frac{0,01}{1,01} = 0,0099; \quad g_e = 1 - g_{H_2O} = 1 - 0,0099 = 0,9901.$$

Объемные доли газовой смеси равны:

$$r_{O_2} = \frac{g_i / M_i}{\sum_{i=1}^n g_i / M_i} = \frac{g_{H_2O} / M_{H_2O}}{\frac{g_{H_2O}}{M_{H_2O}} + \frac{g_{\epsilon}}{M_{\epsilon}}} = \frac{0,0099}{18 \cdot \left(\frac{0,0099}{18} + \frac{0,9901}{28,96} \right)} = 0,0158.$$

$$r_{\epsilon} = 1 - r_{H_2O} = 1 - 0,0158 = 0,9842.$$

Средняя молярная масса газовой смеси определяется по выражению:

$$M_{см} = M_{H_2O} r_{H_2O} + M_{\epsilon} r_{\epsilon} = 18 \cdot 0,0158 + 28,96 \cdot 0,9842 = 28,786 \text{ кг/кмоль}.$$

Удельная газовая постоянная газовой смеси равна:

$$R_{см} = \frac{8314}{M_{см}} = \frac{8314}{28,786} = 289 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Для определения плотности смеси воспользуемся уравнением Клапейрона-Менделеева:

$$\frac{p_{см}}{\rho_{см}} = R_{см} T_{см} \Rightarrow \rho_{см} = \frac{p_{см}}{R_{см} T_{см}} = \frac{101300}{289 \cdot 273,15} = 1,283 \text{ кг/м}^3.$$

6. Домашнее задание.

1. Воздух, если считать, что он является смесью только азота и кислорода, имеет следующий объемный состав $N_2 = 79\%$, $O_2 = 21\%$. Определить массовые доли азота и кислорода в воздухе; вычислить газовую постоянную и молярную массу воздуха.

Ответ:

$$g_{N_2} = 0,767, \quad g_{O_2} = 0,233, \quad R_{см} = 288 \text{ Дж/(кг·К)}, \quad M_{см} = 28,84 \text{ кг/кмоль}.$$

2. Объемный состав горючего газа $CO = 10\%$, $H_2 = 45\%$, $CH_4 = 35\%$, $C_2H_4 = 4\%$, $CO_2 = 3\%$, $N_2 = 3\%$. Определите молярную массу смеси, газовую постоянную смеси, плотность и удельный объем смеси при НФУ, и массовые доли содержания компонентов.

Ответ:

$$M_{см} = 12,58 \text{ кг/кмоль}, \quad R_{см} = 661 \text{ Дж/(кг·К)}, \quad \rho_{см} = 0,565 \text{ кг/м}^3, \quad \nu_{см} = 1,77 \text{ м}^3/\text{кг}, \\ g_{CO} = 0,223, \quad g_{H_2} = 0,072, \quad g_{CH_4} = 0,445, \quad g_{C_2H_4} = 0,089, \quad g_{CO_2} = 0,105, \\ g_{N_2} = 0,067.$$

3. Смесью газов, образовавшаяся при сжигании 1 кг мазута в топке парового котла, имеет состав, определенный парциальными объемами составляющих: $V_{CO_2} = 1,85 \text{ м}^3$; $V_{O_2} = 0,77 \text{ м}^3$; $V_{N_2} = 12,78 \text{ м}^3$. Определите массовые доли и парциальные давления составляющих, если общее давление $p = 0,1 \text{ МПа}$.

Ответ:

$$g_{CO_2} = 0,175, \quad g_{O_2} = 0,053, \quad g_{N_2} = 0,772, \\ p_{CO_2} = 12 \text{ кПа}, \quad p_{O_2} = 5 \text{ кПа}, \quad p_{N_2} = 83 \text{ кПа}.$$

$$c_{t_1}^{t_2} = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1},$$

где q_{1-2} – количество теплоты, подведенное в данном процессе, кДж/кг;

t_1, t_2 – температура в начале и в конце процесса, °С.

Истинная теплоемкость представляет собой отношение количества теплоты dq в бесконечно малом термодинамическом процессе к изменению температуры dt в том же процессе (см. рис. 1.1):

$$c = \frac{dq}{dT}.$$

Понятие теплоемкости в термодинамике используется для вычисления количества теплоты. Количество теплоты в элементарном процессе выражается произведением теплоемкости на изменение температуры:

$$dq = c dT,$$

а в конечном процессе – в виде интеграла:

$$q_{1-2} = \int_1^2 c dT \quad \text{или} \quad q_{1-2} = c_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1).$$

На рис. 1.1 количество теплоты q_{1-2} изображается площадью 1-2-3-4-1, которая может быть представлена как пл. 5-2-3-0-5 минус пл. 5-1-4-0-5. Каждая из указанных площадей, как количество теплоты, может быть записана через среднюю теплоемкость и интервал температуры (в начале координат $t = 0$ °С):

$$\text{пл. 5-2-3-0-5} = c_0^{t_2} \cdot t_2,$$

$$\text{пл. 5-1-4-0-5} = c_0^{t_1} \cdot t_1.$$

В итоге можно получить еще одну формулу для подсчета q_{1-2} :

$$q_{1-2} = c_0^{t_2} \cdot t_2 - c_0^{t_1} \cdot t_1.$$

Применение этого выражения удобно при наличии таблиц средних теплоемкостей c_0^t .

В некоторых случаях требуется, пользуясь таблицами средних теплоемкостей c_0^t , определить значение теплоемкости в интервале температур $t_1 \dots t_2$. Для этого применяется следующее выражение:

$$c_{t_1}^{t_2} = \frac{c_0^{t_2} \cdot t_2 - c_0^{t_1} \cdot t_1}{t_2 - t_1}.$$

1.3. Изobarные и изохорные теплоемкости

В теплотехнике особое значение имеют два случая нагревания (охлаждения): при постоянном давлении (изobarный процесс) и при постоянном объеме (изохорный процесс). Обоим случаям соответствуют *изobarные* и *изохорные* теплоемкости, имеющие в обозначении индексы « p », « v ».

Изobarные теплоемкости: $c_p, c'_p, c_p^M, c_{p0}^t$.

Изохорные теплоемкости: $c_v, c'_v, c_v^M, c_{v0}^t$.

Для идеальных газов связь между изobarной и изохорной теплоемкостями устанавливается уравнениями Майера:

$$c_p - c_v = R \quad \text{или} \quad c_p^M - c_v^M = R_M = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}).$$

Отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме, обозначается буквой k и называется *показателем адиабаты*:

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p^M}{c_v^M}.$$

2. Основные функции состояния рабочего тела

В технической термодинамике используются три основные функции состояния: *внутренняя энергия, энтальпия и энтропия*.

Эти функции зависят только от состояния рабочего тела, их изменение в ходе термодинамического процесса не зависит от хода процесса.

Указанные функции обозначаются соответственно буквами $U, u; H, h; S, s$. Если функция относится к m кг рабочего тела, то она обозначается прописной буквой, если к 1 кг – то строчной буквой.

Энтропию рассмотрим на следующих занятиях, а сейчас рассмотрим внутреннюю энергию.

2.1. Внутренняя энергия

Внутренняя энергия – функция состояния закрытой термодинамической системы, определяемая тем, что ее приращение в любом процессе, происходящем в этой системе, равно сумме теплоты, сообщенной системе, и работы, совершенной над ней.

Если рабочее тело – идеальный газ, то внутренняя энергия зависит только от температуры. Для процесса идеального газа изменение удельной внутренней энергии Δu_{1-2} равно:

$$\Delta u_{1-2} = c_{v t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = c_{v0}^{t_2} t_2 - c_{v0}^{t_1} t_1.$$

Приближенная формула ($c_v = \text{const}$):

$$\Delta u_{1-2} = c_v(t_2 - t_1).$$

2.2. Энтальпия

Энтальпия – функция состояния термодинамической системы, равная сумме внутренней энергии и произведения удельного объема на давление:

$$h = u + p v.$$

Энтальпия идеального газа зависит только от температуры. Изменение удельной энтальпии в процессе идеального газа подсчитывается по формуле:

$$\Delta h_{1-2} = c_{p t_1}^{t_2} (t_2 - t_1) = c_{p0}^{t_2} t_2 - c_{p0}^{t_1} t_1.$$

Приближенная формула ($c_p = \text{const}$):

$$\Delta h_{1-2} = c_p(t_2 - t_1).$$

3. Работа газа

3.1. Работа изменения объема

Работа изменения объема совершается при любом изменении объема неподвижного газа. Эта работа обозначается L (Дж, кДж) и l (Дж/кг, кДж/кг). При элементарном изменении объема 1 кг газа dv соответствующая элементарная работа равна:

$$dl = p dv.$$

Для термодинамического процесса, в котором объем 1 кг рабочего тела изменяется от v_1 до v_2 , работа изменения объема равна

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

Для нахождения l_{1-2} по представленному выражению надо знать функциональную связь между p и v в ходе процесса 1-2.

Для анализа работы рабочего тела удобно пользоваться диаграммой p, v (рис. 3.1).

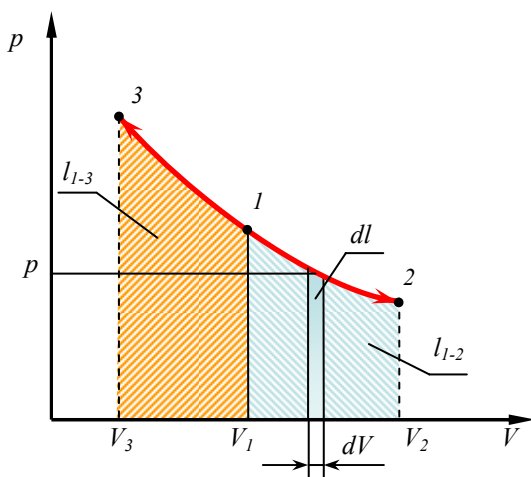


Рис. 3.1. Диаграмма p, v и работа изменения объема

3.2. Техническая (располагаемая) работа

Техническая (располагаемая) работа совершается потоком движущегося газа (пара) за счет изменения кинетической энергии газа. Эта работа обозначается L' (Дж, кДж) и l' (Дж/кг, кДж/кг). Элементарная техническая работа равна:

$$dl' = -v dp.$$

Для термодинамического процесса техническая работа 1 кг рабочего тела равна:

$$l'_{1-2} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v dp.$$

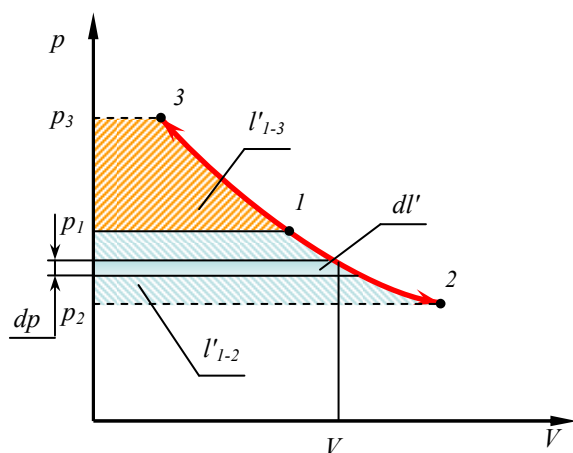


Рис. 3.2. Диаграмма p, v и техническая работа

Работа изменения объема в диаграмме p, v изображается площадью, ограниченной линией процесса, осью v и крайними ординатами. Причем знак работы зависит от знака dv . Если $dv > 0$, то есть происходит расширение рабочего тела, то $l > 0$ и наоборот. На рис. 3.1. в процессе расширения $1-2$ совершается положительная работа ($l_{1-2} > 0$), а в процессе сжатия $1-3$ – отрицательная ($l_{1-3} < 0$).

Техническая работа в диаграмме p, v изображается площадью, ограниченной линией процесса, осью ординат и крайними абсциссами (рис. 4.2). Знак технической работы зависит от знака dp . В процессе расширения (например, $1-2$) $dp < 0$ и $l' > 0$, а в процессе сжатия (например, $1-3$) $dp > 0$ и $l' < 0$.

4. Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики представляет собой закон сохранения энергии, примененный к процессам, протекающим в термодинамических системах. Этот закон можно сформулировать так: энергия изолированной термодинамической системы остается неизменной независимо от того, какие процессы в ней протекают. Для незамкнутого термодинамического процесса $1-2$, протекающего в простейшей закрытой системе, состоящей из источника теплоты, рабочего тела и объекта работы, уравнение баланса энергии имеет вид:

$$q_{1-2} = \Delta u_{1-2} + l_{1-2},$$

где q_{1-2} – количество теплоты, подводимой в процессе $1-2$ к 1 кг рабочего тела;

$\Delta u_{1-2} = u_2 - u_1$ – изменение внутренней энергии 1 кг рабочего тела в процессе 1-2;

l_{1-2} – работа изменения объема 1 кг рабочего тела в процессе 1-2.

Представленное выражение называется математическим (аналитическим) уравнением первого закона термодинамики. Это уравнение можно записать и в дифференциальной форме, соответствующей элементарному участку процесса:

$$dq = du + dl = du + p dv.$$

Уравнения первого закона термодинамики для открытой системы записываются в виде:

$$q_{1-2} = \Delta h_{1-2} + l'_{1-2},$$

где $\Delta h_{1-2} = h_2 - h_1$ – изменение удельной энтальпии в процессе 1-2;

l'_{1-2} – удельная техническая работа в процессе 1-2.

$$dq = dh + dl' = du - v dp.$$

5. Примеры решения задач

Задача 1. Какое количество теплоты необходимо подвести к воздуху, заключенному в сосуде объемом 20 дм³ при $p = 1$ МПа и $t = 20$ °С, чтобы поднять его температуру до $t = 600$ °С? Задачу решить, принимая теплоемкость воздуха постоянной, а также учитывая зависимость теплоемкости от температуры.

Решение.

$$Q = mq.$$

Массу воздуха определим из уравнения Клайперона:

$$pV = m \frac{R_M}{M} T \Rightarrow m = \frac{pVM}{R_M(t_1 + 273,15)} = \frac{10^6 \cdot 20 \cdot 10^{-3} \cdot 28,96}{8314 \cdot (20 + 273,15)} = 0,238 \text{ кг.}$$

Количество удельной теплоты при $c_v = \text{const}$ будет равно:

$$q = c_v(t_2 - t_1).$$

Массовая теплоемкость воздуха при постоянном объеме определяется как для двухатомного газа по Приложению 1 $c_v^M = 20,93$ кДж/(кмоль·К):

$$c_v = \frac{c_v^M}{M_g}.$$

$$\text{Тогда } Q = m \frac{c_v^M}{M_g} (t_2 - t_1) = 0,238 \cdot \frac{20,93}{28,96} \cdot (600 - 20) = 99,8 \text{ кДж}$$

Если учитывать зависимость теплоемкости от температуры, то количество удельной теплоты будет равно:

$$q = c_{v0}^{t_2} \cdot t_2 - c_{v0}^{t_1} \cdot t_1.$$

Нужно воспользоваться аналитической зависимостью теплоемкости воздуха (при постоянном объеме) от температуры воздуха:

$$c_{v0}^t = 0,7088 + 9,3 \cdot 10^{-5} t.$$

$$c_{v0}^{t_1} \cdot t_1 = (0,7088 + 9,3 \cdot 10^{-5} \cdot 20) \cdot 20 = 14,2 \text{ кДж/кг};$$

$$c_{v0}^{t_2} \cdot t_2 = (0,7088 + 9,3 \cdot 10^{-5} \cdot 600) \cdot 600 = 458,76 \text{ кДж/кг.}$$

$$Q = mq = 0,238 \cdot (458,76 - 14,2) = 105,8 \text{ кДж/кг.}$$

Ответ: первый вариант 99,8 кДж,

второй вариант 105,8 кДж.

Задача 2. Баллон с кислородом выносится из помещения с температурой 5 °С в машинный зал, где температура достигает 25 °С. Определите количество теплоты, полученной газом после выравнивания температуры, если начальное давление в баллоне

составляло 12 МПа. Объем баллона 40 дм³. Определите также изменение энтальпии. Теплоемкость принять постоянной.

Решение.

Количество теплоты равно: $Q = mc_v(t_2 - t_1)$.

Изменение энтальпии равно: $\Delta H = mc_p(t_2 - t_1)$.

Массу воздуха определим из уравнения Клайперона:

$$pV = m \frac{R_M}{M} T \Rightarrow m = \frac{pVM}{R_M(t_1 + 273,15)} = \frac{12 \cdot 10^6 \cdot 40 \cdot 10^{-3} \cdot 32}{8314 \cdot (5 + 273,15)} = 6,64 \text{ кг.}$$

Массовая теплоемкость воздуха при постоянном объеме и давлении определяется как для двухатомного газа по Приложению 1:

$$c_v^M = 20,93 \text{ кДж/(кмоль·К)}; c_p^M = 29,31 \text{ кДж/(кмоль·К)};$$

$$c_v = \frac{c_v^M}{M_{O_2}} = \frac{20,93}{32} = 0,654 \text{ кДж/(кг·К)};$$

$$c_p = \frac{c_p^M}{M_{O_2}} = \frac{29,31}{32} = 0,916 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

$$\text{Тогда } Q = 6,64 \cdot 0,654 \cdot (25 - 5) = 86,9 \text{ кДж};$$

$$\Delta H = 6,64 \cdot 0,916 \cdot (25 - 5) = 121,6 \text{ кДж.}$$

Ответ: $Q = 86,9 \text{ кДж}$, $\Delta H = 121,6 \text{ кДж}$.

Задача 3. Мощность электростанции на выходных шинах составляет 12 МВт. Какое количество топлива B , кг/ч, сжигается в топках котлов электростанции, если все потери энергии на станции составляют 70%, а теплота сгорания топлива $Q_n^p = 30 \text{ МДж/кг}$.

Решение. Количество теплоты, выделяемой в топках котла и полезно используемой для выработки электроэнергии равно:

$$Q = Q_n^p B \eta.$$

Количество энергии, вырабатываемой станцией за 1 час работы, равно количеству теплоты, выделяемой в топках котла:

$$N\tau = Q,$$

где τ - продолжительность работы станции, $\tau = 1 \text{ час} = 3600 \text{ с}$.

$$\text{Тогда } N\tau = Q_n^p B \eta \Rightarrow B = \frac{N\tau}{Q_n^p \eta} = \frac{12 \cdot 3600}{30 \cdot 0,3} = 4800 \text{ кг/ч.}$$

Ответ: $B = 4800 \text{ кг/ч}$.

Задача 4. Работа расширения 0,1 кмоль воздуха равно 17 кДж. Определите изменение удельной внутренней энергии системы, если в процессе расширения отводится 15 ккал теплоты.

Решение. Перед основным решением необходимо привести все единицы измерения к одной системе. Как правило, в термодинамических расчетах энергия измеряется в кДж, а 1 ккал = 4,19 кДж.

$$\text{Тогда } Q = 15 \text{ ккал} \cdot 4,19 = 62,85 \text{ кДж.}$$

В соответствии с первым законом термодинамики изменение внутренней энергии термодинамической системы равно:

$$\Delta U = Q - L,$$

$$\text{или в удельных величинах } \Delta u = \frac{\Delta U}{m} = \frac{Q - L}{m}.$$

Необходимо обратить внимание на знаки в уравнении. Так как работа совершается газом, то она будет положительной. А так как теплота отводится от системы, то она будет отрицательной.

$$\text{Тогда } \Delta u = \frac{1}{m}(-Q - L).$$

Масса газа равна $m = \nu M_g$.

$$\text{Итак, окончательно: } \Delta u = \frac{1}{\nu M_g}(-Q - L)$$

$$\Delta u = \frac{1}{0,1 \cdot 28,96} \cdot (-62,85 - 17) = -27,6 \text{ кДж/кг.}$$

Ответ: внутренняя энергия уменьшается на 27,6 кДж/кг.

6. Домашнее задание.

1. В компрессоре газовой турбины сжимается воздух. Начальная температура воздуха $t_1 = 30^\circ\text{C}$, температура после сжатия $t_2 = 150^\circ\text{C}$. Определите изменение энтальпии и внутренней энергии воздуха в процессе сжатия, используя зависимости $c_p = f(t)$ и $c_v = f(t)$.

2. В закрытом сосуде емкостью $V = 1,5 \text{ м}^3$ содержится кислород при $p_1 = 0,3 \text{ МПа}$ и $t_1 = 25^\circ\text{C}$. Определите конечную температуру после подвода к газу 1000 кДж теплоты. Теплоемкость принять постоянной.

3. Определите изменение внутренней энергии 2 кг воздуха, если температура его понижается от 150°C до 50°C . Учесть зависимость теплоемкости от температуры.

4. Определите суточный расход топлива на электростанции мощностью 100 МВт, если ее КПД 0,35, а теплота сгорания топлива $Q_n^p = 30 \text{ МДж/кг}$. Определите также удельный расход топлива на 1 МДж выработанной энергии.

5. В котельной электростанции за 5 ч работы сожжено 70 т каменного угля с теплотой сгорания $Q_n^p = 7000 \text{ ккал/кг}$. Найти количество выработанной электроэнергии и среднюю мощность станции за указанный период работы, если КПД процесса преобразования теплоты в электрическую энергию составляет 25%.

3.4 Практическое занятие № 4 (2 часа).

Тема: «Первый закон термодинамики»

1. Изохорный процесс

Уравнение изохорного процесса: $\frac{p}{T} = \text{const}.$

Выражения для расчета:

- работы изменения объема $l_{1-2} = 0$;
- количества теплоты $q_{1-2} = c_v(T_2 - T_1)$;
- изменения внутренней энергии $\Delta u_{1-2} = q_{1-2} = c_v(T_2 - T_1)$;
- изменения энтальпии $\Delta h_{1-2} = c_p(T_2 - T_1)$;

- изменения энтропии $\Delta s_{1-2} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1}$;

Теплоемкость: $c = c_v$.

Графики процесса в $p\nu$ и Ts – диаграммах представлены на рис. 1. Схема распределения энергии в изохорном процессе представлена на рис. 2.

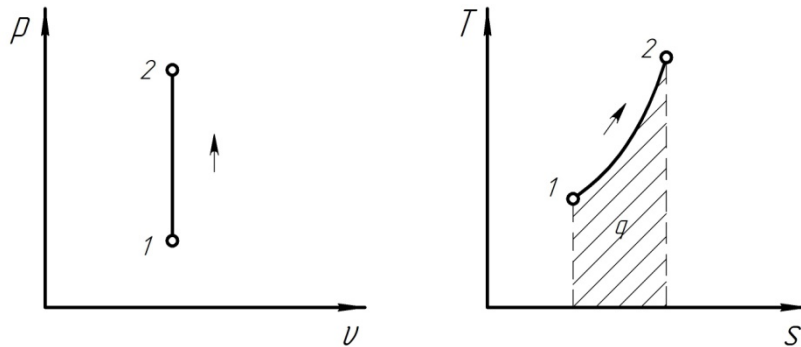


Рис. 1. Графики термодинамического процесса при $\nu = \text{const}$.

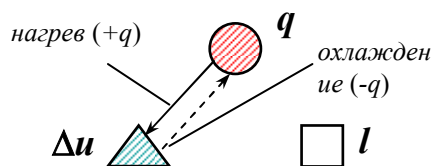


Рис. 2. Схема распределения энергии в изохорном процессе

2. Изобарный процесс

Уравнение изобарного процесса: $\frac{\nu}{T} = \text{const}$.

Выражения для расчета:

- работы изменения объема $l_{1-2} = p(\nu_2 - \nu_1)$;
- количества теплоты $q_{1-2} = c_p(T_2 - T_1)$;
- изменения внутренней энергии $\Delta u_{1-2} = c_v(T_2 - T_1)$;
- изменения энтальпии $\Delta h_{1-2} = c_p(T_2 - T_1)$;
- изменения энтропии $\Delta s_{1-2} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}$.

Теплоемкость: $c = c_p = c_v + R$.

Графики процесса в $p\nu$ и Ts – диаграммах представлены на рис. 3. Схема распределения энергии в изобарном процессе представлена на рис. 4.

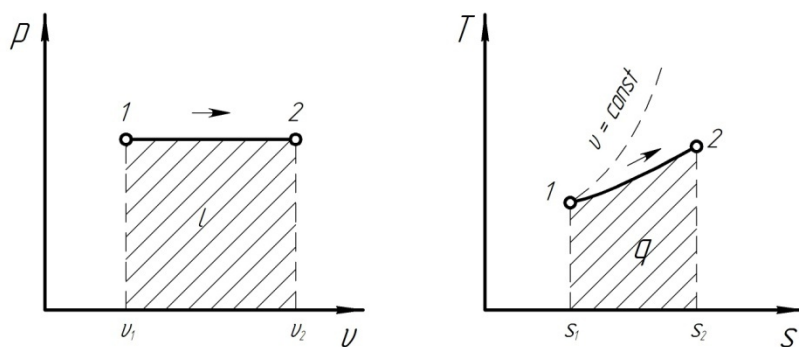


Рис. 3. Графики термодинамического процесса при $p = \text{const}$.

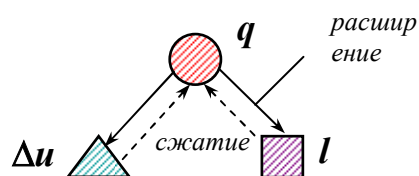


Рис. 4. Схема распределения энергии в изобарном процессе

3. Изотермический процесс

Уравнение изотермического процесса: $p\nu = \text{const}$.

Выражения для расчета:

- работы изменения объема $l_{1-2} = RT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$;
- количества теплоты $q_{1-2} = l_{1-2} = RT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$;
- изменения внутренней энергии $\Delta u_{1-2} = 0$;
- изменения энтальпии $\Delta h_{1-2} = 0$;
- изменения энтропии $\Delta s_{1-2} = R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}$.

Теплоемкость: $c = \infty$.

Графики процесса в $p\nu$ и Ts – диаграммах представлены на рис 5. Схема распределения энергии в изотермическом процессе представлена на рис. 6.

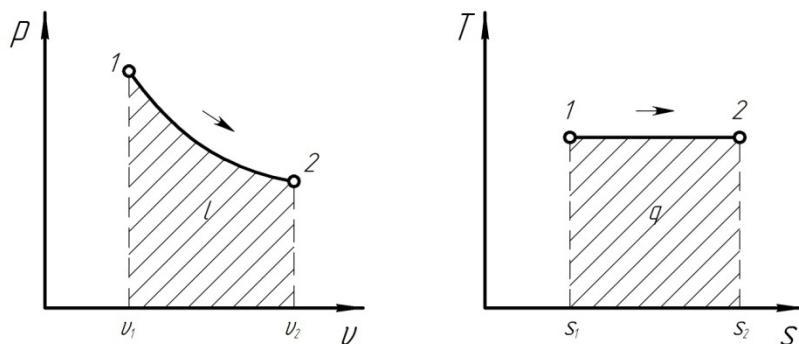


Рис. 5. Графики термодинамического процесса при $T = \text{const}$.

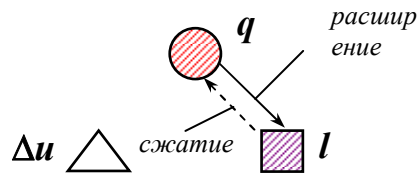


Рис. 6. Схема распределения энергии в изотермическом процессе

4. Адиабатный процесс

Уравнение адиабатного процесса: $p\nu^k = \text{const}$.

Соотношения между основными параметрами в адиабатном процессе:

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{k-1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Выражения для расчета:

- работы изменения объема

$$\ell = \frac{1}{k-1} (p_1 \nu_1 - p_2 \nu_2);$$

$$\ell = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2)$$

$$\ell = \frac{p_1 \nu_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

$$\ell = \frac{p_1 \nu_1}{k-1} \left(1 - \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{k-1} \right);$$

$$\ell = \frac{p_1 \nu_1}{k-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right);$$

- количества теплоты $q_{1-2} = 0$;

- изменения внутренней энергии $\Delta u_{1-2} = -\ell_{1-2} = c_v (T_2 - T_1)$;

- изменения энтальпии $\Delta h_{1-2} = c_p (T_2 - T_1)$;

- изменения энтропии $\Delta s_{1-2} = 0$.

Теплоемкость: $c = 0$.

Графики процесса в $p\nu$ и Ts – диаграммах представлены на рис 7. Схема распределения энергии в адиабатном процессе представлена на рис. 8.

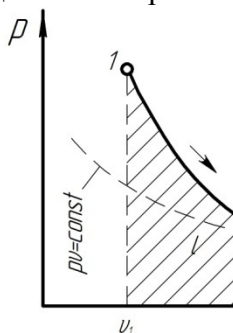
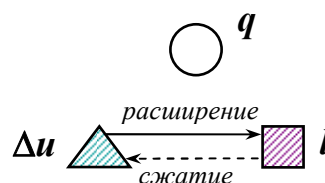


Рис. 7. Графики процесса при $s = \text{const}$.



термодинамического

Рис. 8. Схема распределения энергии в адиабатном процессе

5. Политропный процесс

Уравнение политропного процесса: $p\nu^n = \text{const}$,

где $n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}$ – постоянная величина, называемая показателем политропы.

Соотношения между основными параметрами в политропном процессе:

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{n}}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^{n-1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}.$$

Выражения для расчета:

- работы изменения объема

$$\ell = \frac{1}{n-1}(p_1\nu_1 - p_2\nu_2);$$

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

$$\ell = \frac{p_1\nu_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

$$\ell = \frac{p_1\nu_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{\nu_1}{\nu_2}\right)^{n-1}\right);$$

$$\ell = \frac{p_1\nu_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right);$$

- количества теплоты $q_{1-2} = c_n(T_2 - T_1)$;

- изменения внутренней энергии $\Delta u_{1-2} = c_v(T_2 - T_1)$;

- изменения энтальпии $\Delta h_{1-2} = c_p(T_2 - T_1)$;

- изменения энтропии $\Delta s_{1-2} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}$.

Теплоемкость: $c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}$.

Политропных процессов существует бесчисленное множество, так как $-\infty < c_n < +\infty$ и $-\infty < n < +\infty$.

В таблице 1 представлены характеристики каждого процесса. При составлении этой таблицы было принято, что количество рабочего тела равно 1 кг, теплоемкость газа постоянна и четыре основных термодинамических процесса являются частными случаями политропного при соответствующих значениях n .

Таблица 1. Характеристики основных термодинамических процессов идеального газа

№ п.п.	Характеристика процесса	Наименование процесса				
		изохорный	изобарный	изотермический	адиабатный	политропный
1	Показатель политропы	∞	0	1	$k = \frac{c_p}{c_v}$	$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}$
2	Уравнение процесса	$\frac{p}{T} = const$	$\frac{v}{T} = const$	$pv = const$	$puk = const$	$pvn = const$
3	Теплоемкость, кДж/(кг·К)	c_v	$c_p = c_v + R$	∞	0	$c_n = c_v \frac{n - k}{n - 1}$
4	Изменение внутренней энергии $\Delta u_{1-2} = u_2 - u_1$, кДж/кг	$c_v(T_2 - T_1)$	$c_v(T_2 - T_1)$	0	$c_v(T_2 - T_1)$	$c_v(T_2 - T_1)$
5	Изменение энтальпии $\Delta h_{1-2} = h_2 - h_1$, кДж/кг	$c_p(T_2 - T_1)$	$c_p(T_2 - T_1)$	0	$c_p(T_2 - T_1)$	$c_p(T_2 - T_1)$
6	Количество теплоты q_{1-2} , кДж/кг	$c_v(T_2 - T_1)$	$c_p(T_2 - T_1)$	$RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$	0	$cn(T_2 - T_1)$
7	Работа изменения объема 11-2, кДж/кг	0	$p(v_2 - v_1) =$ $= R(T_2 - T_1)$	$RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$	$\frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) =$ $= \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$	$\frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) =$ $= \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]$

6. Примеры решения задач

Задача 1. В закрытом сосуде емкостью $V = 0,6 \text{ м}^3$ содержится азот при давлении $p_1 = 0,5 \text{ МПа}$ и температуре $t_1 = 20 \text{ }^\circ\text{С}$. В результате охлаждения сосуда азот, содержащийся в нем, теряет 105 кДж теплоты. Принимая теплоемкость азота постоянной, определить, какие давление и температура ($^\circ\text{С}$) устанавливаются в сосуде после охлаждения.

Решение.

Количество отводимой теплоты равно:

$$-Q = mc_v(t_2 - t_1).$$

Откуда следует, что температура азота после охлаждения будет равна:

$$t_2 = t_1 - \frac{Q}{mc_v}.$$

Массу азота определим из уравнения Клапейрона:

$$pV = m \frac{R_M}{M} T \Rightarrow m = \frac{pVM}{R_M(t_1 + 273,15)} = \frac{0,5 \cdot 10^6 \cdot 0,6 \cdot 28}{8314 \cdot (20 + 273,15)} = 3,45 \text{ кг}.$$

Массовая теплоемкость азота при постоянном объеме определяется как для двухатомного газа. По Приложению 1 ПЗ 4 $c_v^M = 20,93 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$:

$$c_v = \frac{c_v^M}{M} = \frac{20,93}{28} = 0,748 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

$$\text{Тогда } t_2 = t_1 - \frac{Q}{mc_v} = 20 - \frac{105}{3,45 \cdot 0,748} = -20,7 \text{ }^\circ\text{С}.$$

Так как азот охлаждался в емкости с постоянным объемом, то давление азота после охлаждения определим из уравнения для изохорного процесса:

$$\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2} \Rightarrow p_2 = p_1 \cdot \frac{T_2}{T_1} = 0,5 \cdot \frac{-20,7 + 273}{20 + 273} = 0,43 \text{ МПа}.$$

Ответ: $t_2 = -20,7 \text{ }^\circ\text{С}$, $p_2 = 0,43 \text{ МПа}$.

Задача 2. В установке воздушного отопления внешний воздух при $t_1 = -15 \text{ }^\circ\text{С}$ нагревается в калорифере при $p = \text{const}$ до $60 \text{ }^\circ\text{С}$. Какое количество теплоты надо затратить для нагревания 1010 м^3 наружного воздуха? Давление воздуха считать равным 755 мм рт.ст.

Решение.

Количество теплоты, подводимое к воздуху, будет равно:

$$Q = mc_p(t_2 - t_1).$$

Массу воздуха определим из уравнения Клапейрона:

$$pV = m \frac{R_M}{M} T \Rightarrow m = \frac{pVM}{R_M(t_1 + 273,15)} = \frac{755 \cdot 133,3 \cdot 1010 \cdot 28,96}{8314 \cdot (-15 + 273,15)} = 1372 \text{ кг}.$$

Массовая теплоемкость воздуха при постоянном давлении определяется как для двухатомного газа. По Приложению 1 ПЗ 4 $c_p^M = 29,31 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$:

$$c_p = \frac{c_p^M}{M} = \frac{29,31}{28,96} = 1,012 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

$$\text{Тогда } Q = mc_p(t_2 - t_1) = 1372 \cdot 1,012 \cdot (60 - (-15)) = 104,2 \text{ МДж}.$$

Ответ: $Q = 104,2 \text{ МДж}$.

Задача 3. 25 кг воздуха при $t = 27^\circ\text{C}$ изотермически сжимаются до тех пор, пока давление не становится равным 4,15 МПа. На сжатие затрачивается работа $L = -8,0$ МДж. Найдите начальное давление и объем, конечный объем и теплоту, отведенную от воздуха.

Решение.

Так как при изотермическом процессе $\Delta U = 0$, то $Q = L = -8,0$ МДж.

Начальное давление определим из выражения по определению количества теплоты для изотермического процесса:

$$Q = mRT \ln \frac{p_1}{p_2} \Rightarrow \ln \frac{p_1}{p_2} = \frac{Q}{mRT}.$$

Подставив в полученную формулу $R = \frac{R_M}{M}$, окончательно получим:

$$p_1 = p_2 \cdot e^{\frac{Q \cdot M}{m R_M T}} = 4,15 \cdot e^{\frac{-8 \cdot 10^6 \cdot 28,96}{25 \cdot 8314 \cdot (27 + 273)}} = 0,101 \text{ МПа}.$$

Начальный объем определим из уравнения Клапейрона:

$$p_1 V_1 = m \frac{R_M}{M} T_1 \Rightarrow m = \frac{m R_M T_1}{M p_1} = \frac{25 \cdot 8314 \cdot (27 + 273)}{28,96 \cdot 0,101 \cdot 10^6} = 21,3 \text{ м}^3.$$

Конечный объем определим из уравнения изотермического процесса:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 \Rightarrow V_2 = V_1 \cdot \frac{p_1}{p_2} = 21,3 \cdot \frac{0,101}{4,15} = 0,518 \text{ м}^3.$$

Ответ: $p_1 = 0,101$ МПа, $V_1 = 21,3 \text{ м}^3$, $V_2 = 0,518 \text{ м}^3$, $Q = -8,0$ МДж.

Задача 4. В двигателе Дизеля топливо, впрыскиваемое в цилиндр, самовоспламеняется при соприкосновении со сжатым воздухом, имеющим температуру большую, чем температура воспламенения топлива.

Определите минимальную необходимую степень сжатия $\varepsilon = v_1/v_2$ и давление в конце сжатия p_2 , если температура воспламенения топлива равна 630°C . Перед началом сжатия воздух в цилиндре имеет параметры $p_1 = 0,097$ МПа, $t_1 = 60^\circ\text{C}$. Сжатие считать адиабатным. Задачу решить, не учитывая зависимости теплоемкости от температуры и принимая $k = 1,40$.

Решение.

Давление в конце сжатия определим из уравнения адиабатного процесса:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \Rightarrow p_2 = p_1 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = 0,097 \cdot \left(\frac{630 + 273}{60 + 273} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 3,19 \text{ МПа}.$$

Отношение v_1/v_2 , то есть степень сжатия ε определим из другого уравнения адиабатного процесса:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \Rightarrow \varepsilon = \frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{3,19}{0,097} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 12,1.$$

Ответ: $p_2 = 3,19$ МПа, $\varepsilon = 12,1$.

Задача 5. Азот массой 1 кг в начальном состоянии имеет параметры $p_1 = 2,5$ МПа и $t_1 = 700$ °С. После политропного расширения (показатель политропы $n = 1,18$) его давление $p_2 = 0,1$ МПа. Определите изменение внутренней энергии Δu_{1-2} , количество теплоты q_{1-2} , сообщенное азоту в процессе 1-2, и работу расширения l_{1-2} .

Решение.

Сначала определим температуру газа в конце процесса расширения:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \Rightarrow T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} = 973 \cdot \left(\frac{0,1}{2,5} \right)^{\frac{1,18-1}{1,18}} = 595 \text{ К.}$$

Изменение удельной внутренней энергии при совершении политропного процесса определяется по формуле:

$$\Delta u_{1-2} = c_v(T_2 - T_1) = \frac{c_v^M}{M}(T_2 - T_1) = \frac{20,93}{28} \cdot (595 - 973) = -283 \text{ кДж/кг.}$$

Удельное количество теплоты, сообщенное азоту в процессе 1-2, при совершении политропного процесса определяется по формуле:

$$q_{1-2} = c_n(T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1}(T_2 - T_1),$$

где $k = \frac{c_p^M}{c_v^M} = \frac{29,31}{20,93} = 1,4$ – показатель адиабаты для двухатомных газов.

$$\text{Тогда } q_{1-2} = \frac{20,93}{28} \cdot \frac{1,18-1,4}{1,18-1} \cdot (595 - 973) = 345 \text{ кДж/кг.}$$

Удельная работа расширения при совершении политропного процесса определяется по формуле:

$$l_{1-2} = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) = \frac{8,314}{28 \cdot (1,18-1)} \cdot (973 - 595) = 624 \text{ кДж/кг.}$$

Проверку сделаем по уравнению первого закона термодинамики:

$$\Delta u_{1-2} = q_{1-2} - l_{1-2} = 345 - 624 = -279 \approx -283 \text{ кДж/кг, т.е. задача решена верно.}$$

Ответ: $\Delta u_{1-2} = -283$ кДж/кг, $q_{1-2} = 345$ кДж/кг, $l_{1-2} = 624$ кДж/кг.

7. Задачи для самостоятельного решения

1. Азот в количестве 10 м^3 (приведенный к нормальным условиям) заключили в герметичный сосуд и нагрели до температуры $t_1 = 1450$ °С. Давление при этом стало равным 3,8 МПа. Затем газ охладил до температуры $t_2 = 47$ °С. Каким стало давление после охлаждения и сколько теплоты отведено?

2. В цилиндре, площадь поперечного сечения которого равна 1 дм^2 , под поршнем находится 0,5 кмоль азота при $t_1 = 63$ °С. Поршень находится под постоянной внешней нагрузкой $F = 2$ кН. Газу извне сообщается теплота $Q = 6300$ кДж, вследствие чего она расширяется, отодвигая поршень.

Определите параметры p , v , t в конце процесса, изменение внутренней энергии, изменение энтальпии и работу расширения, совершенную газом.

3. Азот с приведенным к нормальным условиям объемом $V_n = 3,5 \text{ м}^3$ находится в первоначальном состоянии при $p_1 = 0,11$ МПа и $t_1 = 25$ °С. Его подвергают изотермическому сжатию до давления $p_2 = 2,4$ МПа.

Найдите удельные объемы в начальном и конечном состояниях, работу, затраченную на сжатие, и теплоту, отведенную от газа.

4. Азот из баллона емкостью $0,05 \text{ м}^3$ выпускается в атмосферу настолько быстро, что теплообмен между ней и азотом в баллоне не успевает совершиться. До выпуска давление в баллоне было $p_1 = 1,2 \text{ МПа}$ и температура $t_1 = 27^\circ\text{C}$. После закрытия вентиля температура в баллоне стала $t_2 = 0^\circ\text{C}$. Какова масса выпущенного азота и каким стало давление в баллоне после выпуска?

5. Поршневой компрессор (в условиях, приведенных к нормальным условиям) производительностью $V_{\text{ш}} = 2100 \text{ м}^3/\text{ч}$ засасывает воздух, параметры которого $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$ $t_1 = 25^\circ\text{C}$, и сжимает его до $p_2 = 0,9 \text{ МПа}$. Процесс сжатия политропный, с показателем политропы $n = 1,2$.

Определите, какое количество воды в час нужно пропустить через охлаждающую рубашку цилиндра, если вода нагревается на $\Delta t = 15^\circ\text{C}$.

3.5 Практическое занятие №5 (2 часа).

Тема: «Второй закон термодинамики»

1. Основные понятия

Водяной пар широко применяется на тепловых и атомных электростанциях в качестве рабочего тела для паротурбинных установок. Кроме того, вода и водяной пар являются самыми распространенными теплоносителями в теплообменных аппаратах, в системах теплоснабжения и отопления.

Водяной пар для промышленных целей получают в паровых котлах (парогенераторах) различного типа, общим для которых является то, что процесс получения пара является *изобарным*. Температура кипения воды и образующегося из него пара является при этом *постоянной*, она зависит только от давления парогенератора и называется *температурой насыщения* T_s .

Насыщенным называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, называется *сухим насыщенным паром*. Двухфазная смесь, представляющая собой пар со взвешенными в нем капельками жидкости, называется *влажным насыщенным паром*. Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется *степенью сухости* и обозначается буквой x :

$$x = \frac{m_c}{m_{\text{вл}}}.$$

Для кипящей жидкости $x = 0$, а для сухого насыщенного пара $x = 1$, а для влажного насыщенного пара $0 < x < 1$.

Перегретым называется пар, температура которого превышает температуру насыщения пара того же давления.

Теплотой парообразования r называется количество теплоты, необходимое для превращения 1 кг кипящей жидкости при постоянном давлении (следовательно, и при постоянной температуре) в сухой насыщенный пар.

2. Термодинамические параметры водяного пара

Уравнение состояния для реальных газов, в том числе и для водяного пара, является сложным и, вследствие этого, неудобным для практических расчетов. Поэтому для расчетов широкое применение нашли таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара, при составлении которых наряду с уравнением состояния и

аналитическими выражениями для энтропии и энтальпии использовались также и экспериментальные данные.

Существует три вида таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара. В таблицах *первого* вида (табл. 1) приводятся термодинамические параметры воды и водяного пара в состоянии насыщения как функции *температуры* (по температурам), в таблицах *второго* вида (табл. 2) те же самые параметры даются как функции *давления* (по давлениям).

Таблица 1. Термодинамические свойства воды и водяного пара в состоянии насыщения (по температурам)

ts, °C	Ts, K	p, Па	v' , м3/кг	v'' , м3/кг	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	g , кДж/кг	s' , кДж/(кг·K)	s'' , кДж/(кг·K)	$s''-s'$, кДж/(кг·K)
0,01	273,16	611,2	0,001	206,175	0,000614	2501,0	2501,0	0,0000	9,1562	9,1562
50	323,15	1,2335·104	0,0010121	12,048	209,26	2591,8	2382,5	0,7035	8,0771	7,3736
100	373,15	1,01325·105	0,0010437	1,6738	419,06	2676,3	2257,2	1,3069	7,3564	6,0495
200	473,15	1,5551·106	0,0011565	0,12714	852,4	2791,4	1939,0	2,3307	6,4289	4,0982
374,12	647,27	2,2115·107	0,003147	0,003147	2095,2	2095,2	0	4,4237	4,4237	0

Таблица 2. Термодинамические свойства воды и водяного пара в состоянии насыщения (по давлениям)

p, Па	ts, °C	v' , м3/кг	v'' , м3/кг	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	g , кДж/кг	s' , кДж/(кг·K)	s'' , кДж/(кг·K)	$s''-s'$, кДж/(кг·K)
1,00·103	6,982	0,0010001	129,208	29,33	2513,8	2484,5	0,1060	8,9756	8,8696
1,00·104	45,83	0,0010102	14,676	191,84	2584,4	2392,6	0,6493	8,1505	7,5012
1,00·105	99,63	0,0010434	1,6946	417,51	2675,7	2258,2	1,3027	7,3608	6,0581
1,00·106	179,88	0,0011274	0,19430	762,6	2777,0	2014,4	2,1382	6,5847	4,4465
2,21·107	374,06	0,002864	0,003541	2147,6	2159,9	12,3	4,5048	4,5048	0,1585

Использование таблиц первого и второго вида определяется в зависимости от того что задано: температура или давление насыщенного пара.

В таблицах *третьего* вида (табл. 3) приводятся термодинамические параметры (v , h , s) воды и *перегретого пара* в зависимости от давления и температуры. Кроме того, для удобства в верхней части таблиц перегретого пара даются некоторые сведения из таблиц насыщенного пара.

Параметры *насыщенной жидкости* ($x = 0$) отмечаются *одним штрихом*, Параметры *сухого насыщенного пара* ($x = 1$) отмечаются *двумя штрихами*.

Для определения свойств каждой из фаз в состоянии насыщения надо знать только один параметр – давление или температуру, так как при этих условиях параметры однозначно связаны между собой. В этих же таблицах приводится удельная теплота парообразования r .

Для расчета параметров *влажного пара* необходимо знать дополнительно степень сухости пара x .

Энтальпия h , энтропия s и удельный объем v влажного пара определяются по формулам:

$$\begin{aligned} h &= h'' \cdot x + h' \cdot (1 - x) = h' + r \cdot x, \\ s &= s'' \cdot x + s' \cdot (1 - x) = s' + r \cdot x / T_s, \\ v &= v'' \cdot x + v' \cdot (1 - x). \end{aligned}$$

Степень сухости пара определяется по одной из следующих формул:

$$x = \frac{h - h'}{h'' - h'}, \quad x = \frac{s - s'}{s'' - s'}, \quad x = \frac{v - v'}{v'' - v'}.$$

Для определения свойств *ненасыщенной жидкости и перегретого пара* (однофазное состояние) нужно знать два параметра (обычно давление и температуру). В ячейке таблицы, соответствующей данному состоянию, помещены удельные значения объема v , энтальпии h и энтропии s .

На **h - s диаграмме** (рис. 1) обычно изображаются:

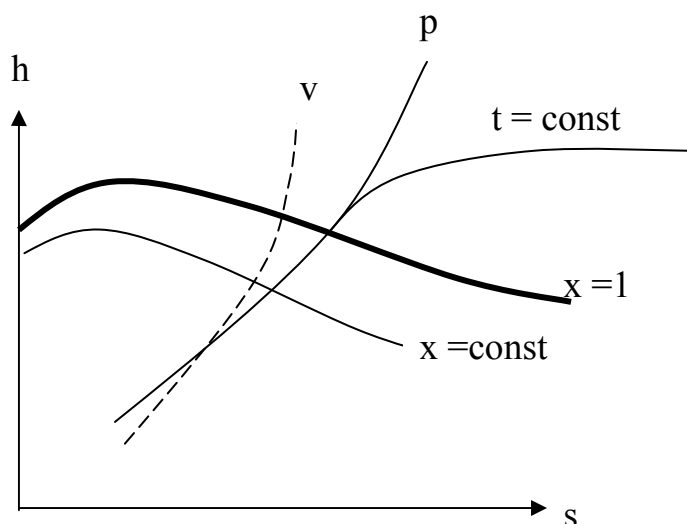


Рис. 1. h - s диаграмма

линии изобар ($p = \text{const}$);
линии изотерм ($t = \text{const}$); в области влажного пара изотермы не представлены, так как они совпадают с изобарами;
изохоры ($v = \text{const}$) – пунктирной линией или линией другого цвета;
линии постоянной степени сухости влажного пара ($x = \text{const}$) - в области влажного насыщенного пара.

Удельную энтальпию, кДж/кг допустимо рассчитывать так

$$h_B = c_B t_B,$$

где c_B – удельная теплоемкость

воды, кДж/(кг·К); t_B – температура воды, °С.

Изменение удельной внутренней энергии в любом процессе определяют по выражению:

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

Процессы подогрева (охлаждения) воды, парообразования (конденсации) и перегрева пара являются изобарными. Расчет количеств теплоты производят с использованием разности энтальпий в процессе:

$$Q = m(h_2 - h_1).$$

3. Примеры решения задач

Задача 1. Определить температуру насыщения, энтальпию и энтропию влажного водяного пара при давлении 2,0 бара и степени сухости 0,9 (рис. 2).

Решение: по h - s диаграмме:

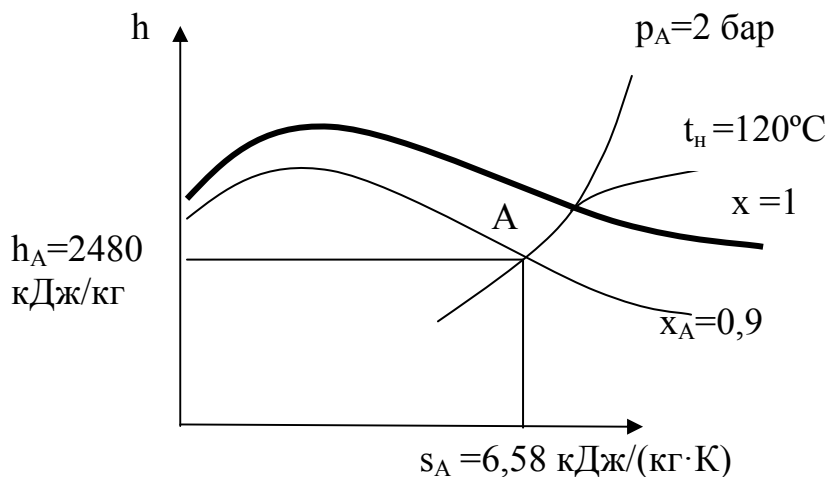


Рис. 2.

Решение по таблице: из таблицы водяного пара находим параметры кипящей воды «'» и сухого насыщенного пара «''» при $2,0 \cdot 10^5$ Па:

p	t _n	v'	v''	h'	h''	r	s'	s''
Па	°C	м ³ /кг	м ³ /кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)	кДж/(кг·К)
2,0·10 ⁵	120,23	0,0010608	0,8859	504,7	2706,9	2202,2	1,5301	7,1286

По этим данным определяются энтальпия пара h и энтропия s :

$$h = h' + r \cdot x = 504,7 + 2202,2 \cdot 0,9 = 2486,68 \text{ кДж/кг.}$$

$$s = s' + \frac{r \cdot x}{T_s} = 1,5301 + \frac{2202,2 \cdot 0,9}{120,23 + 273} = 6,57 \text{ кДж/(кг·К).}$$

Температура насыщения: $t_s = 120,23$ °C.

Задача 2. Паровой котел имеет паропроизводительность 72 т/ч при давлении пара 4 МПа и его температуре 440 °C. Теплота сгорания топлива составляет 12600 кДж/кг. Температура питательной воды, поступающей непосредственно в котел, равна 145 °C. Определить КПД котла, если расход топлив равен 4,9 кг/с.

Решение. Находим по таблице перегретого пара энтальпию перегретого пара $h_{\text{п}} = 3307,7$ кДж/кг.

Энтальпия поступающей (питательной) воды по выражению:

$$h_B = c_B t_B = 4,2 \cdot 145 = 609 \text{ кДж/кг.}$$

Количество теплоты, расходуемой в течение одного часа на получение пара, определяется по формуле:

$$Q_P = m(h_2 - h_1) = 72000 \cdot (3307,7 - 609) = 1,94 \cdot 10^8 \text{ кДж.}$$

Количество теплоты, полученной за один час при сгорании топлива, определим по уравнению:

$$Q_T = Q_n^p m_T = 12600 \cdot 4,9 \cdot 3600 = 2,22 \cdot 10^8 \text{ кДж.}$$

КПД котла:

$$\eta_k = \frac{Q_P}{Q_T} = \frac{1,94 \cdot 10^8}{2,22 \cdot 10^8} = 0,87.$$

3.6 Практическое занятие № 6 (2 часа).

Тема: «Дифференциальные уравнения термодинамики. Фазовые переходы.»

1. Сопло Лавали

Для того чтобы получить сверхзвуковые скорости газового потока канал должен быть комбинированным: первая часть – суживающаяся, в которой осуществляется разгон газового потока до скорости звука, вторая часть – расширяющаяся, в которой газовый поток будет двигаться со сверхзвуковыми скоростями. Такой комбинированный канал в литературе называют соплом Лавали, в честь шведского инженера К.Г.Лавали.

Рассмотрим процесс истечения газа из комбинированного сопла Лавали, схема которого представлена на рис. 1. Из рисунка видно, что сопло Лавали можно условно разделить на две части – суживающуюся *A* и расширяющуюся *B*.

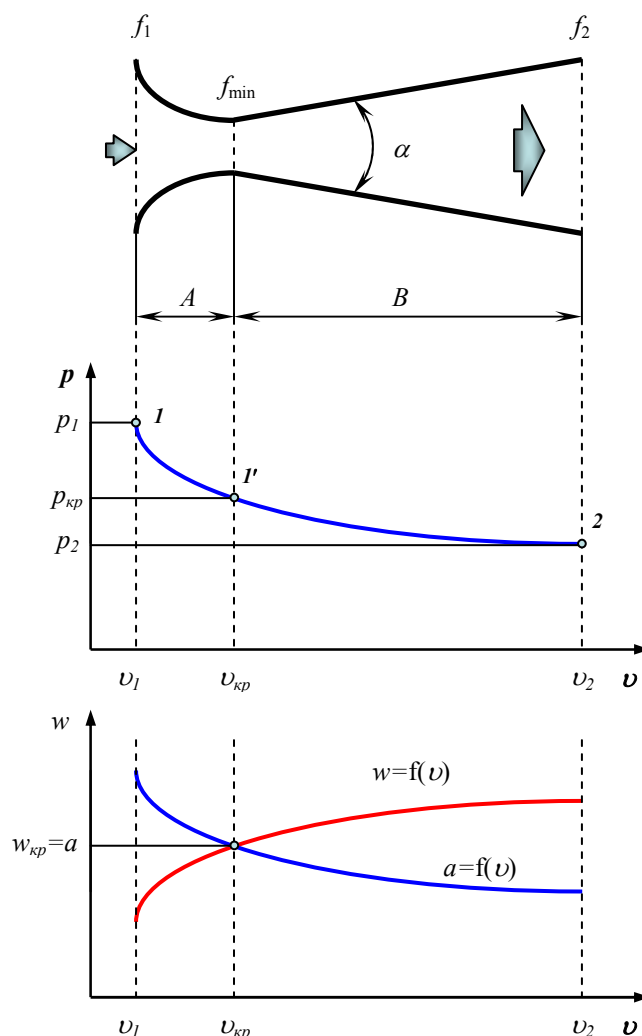


Рис. 1. Изменение параметров газового потока в сопле Лавеля

Рассмотрим сначала процесс истечения из суживающейся части сопла A . Пусть вначале давление на входе в сопло p_1 равно давлению окружающей среды, т.е. $p_1 = p_2 = p_{cr}$. Поскольку в этом случае $\beta = 1$, то скорость газа в сопле будет равна нулю ($w_2 = 0$), т.е. газ в канале не будет двигаться. Массовый расход газа через сопло также равен нулю ($m = 0$).

Будем постепенно увеличивать давление p_1 . Величина перепада давления β в суживающейся части сопла будет уменьшаться, поэтому скорость истечения газа w_2 и его массовый расход m будут увеличиваться. При достижении $\beta = \beta_{cr}$ (за счет увеличения p_1) в суживающейся части сопла A в сечении f_{min} установится критическое давление $p_2 = p_{cr}$ и критическая скорость истечения, равная местной скорости звука ($w_2 = w_{cr} = a$).

Если дальше увеличивать давление p_1 на входе в суживающуюся часть сопла, то скорость газа w_2 в сечении f_{min} не изменится, поскольку в этом случае β будет всегда оставаться равным β_{cr} . При этом следует заметить, что рост p_1 после достижения некоторого критического значения приводит к росту давления $p_2 = p_1 \beta_{cr}$ в минимальном сечении f_{min} суживающейся части A сопла. Причем p_2 может значительно отличаться от давления окружающей среды p_{cr} . В этом случае поток будет оставаться *недорасширенным* ($p_2 = p_{cr} > p_{cr}$). При этом располагаемая работа газового потока достигнет определенного значения (площадь $1 - I' - p_{cr} - p_1$ на рис. 1).

Итак, как видно на рис. 1, в суживающейся части сопла A давление газа понижается от p_1 (вход) до p_{cr} (точка I' ; выход из узкой части сопла). Применив дополнительную расширяющуюся часть сопла B , критическое давление p_{cr} , устанавливающееся в самой

узкой части сопла можно понизить до $p_2 = p_{cp}$ (точка 2). При этом скорость w_2 на выходе из расширяющейся части сопла B будет больше, чем в самом узком сечении сопла f_{\min} , т.е. $w_2 > a$. Массовый расход газа m остается прежним – как в минимальном сечении сопла (следует из условия неразрывности потока). Располагаемая работа потока l_0 увеличится, поскольку уменьшится давление p_2 на выходе из сопла (располагаемая работа l_0 станет численно равной площади $1-2-p_2-p_1$).

Так как скорость газового потока в комбинированном сопле значительно больше, чем в суживающемся сопле, то кинетическая энергия потока также значительно увеличивается по квадратичному закону:

$$E_k = \frac{mw_2^2}{2}.$$

Чем больше кинетическая энергия потока, направляемого на лопатки турбины, тем большую техническую работу он может совершить.

2. Методика расчета комбинированного сопла

При расчете истечения газа из сопла необходимо определить размеры комбинированного сопла при заданных параметрах истечения и расхода газа и заданном коэффициенте скорости.

Исходные данные для расчета:

- газ (показатель адиабаты, теплоемкость);
- p_1 – давление на входе в сопло, МПа;
- p_{cp} – давление среды истечения, кПа;
- t_1 – температура газа перед соплом, °С;
- m – массовый расход газа через сопло, кг/с;
- φ – коэффициент скорости в сопле.

Расчет комбинированного сопла произвести по следующей методике.

1. Определяется критический перепад давлений и давление в минимальном сечении сопла:

$$\beta_{kp} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad p_{kp} = p_1 \beta_{kp}, \text{ кПа.}$$

2. Определяется отношение давлений в среде истечения и перед соплом:

$$\beta = \frac{p_{cp}}{p_1}.$$

При $\beta > \beta_{kp}$ режим истечения дозвуковой, при $\beta = \beta_{kp}$ скорость истечения равна местной скорости звука. В обоих случаях сопло должно быть суживающимся. При $\beta < \beta_{kp}$ режим истечения сверхзвуковой, сопло должно быть комбинированным.

3. Определяется скорость истечения газа на выходе из сопла:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)}, \text{ м/с.}$$

4. Определяется действительная скорость истечения газа в выходном сечении сопла:

$$w_2^{\partial} = \varphi w_2, \text{ м/с.}$$

5. Определяется скорость истечения газа в минимальном сечении сопла:

$$w_{kp} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left(1 - \beta_{kp}^{\frac{k-1}{k}} \right)}, \text{ м/с.}$$

6. Определяется действительная скорость истечения газа в минимальном сечении сопла:

$$w_{кр}^{\partial} = \varphi w_{кр}, \text{ м/с.}$$

7. Определяется удельный объем газа на входе в сопло:

$$\nu_1 = \frac{R_M T_1}{M_z p_1}, \text{ м}^3/\text{кг.}$$

8. Определяется удельный объем газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\nu_{кр} = \nu_1 \left(\frac{1}{\beta_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}}, \quad \nu_2 = \nu_1 \left(\frac{p_1}{p_{ср}} \right)^{\frac{1}{k}}, \text{ м}^3/\text{кг.}$$

9. Определяется теоретическая температура газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$T_{кр} = \frac{p_{кр} \nu_{кр} M_z}{R_M}, \quad T_2 = \frac{p_{ср} \nu_2 M_z}{R_M}, \text{ К.}$$

10. Определяется потеря кинетической энергии струи газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\Delta h_{кр} = (1 - \varphi^2) \frac{w_{кр}^2}{2} \cdot 10^{-3}, \quad \Delta h_2 = (1 - \varphi^2) \frac{w_2^2}{2} \cdot 10^{-3}, \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К).}$$

11. Определяется средняя изобарная теплоемкость газа в интервалах температур $(t_1 \dots t_{кр})$ и $(t_1 \dots t_2)$:

$$c_{p_{кр}} = \frac{c_{p_0} \cdot t_1 - c_{p_0} \cdot t_{кр}}{t_1 - t_{кр}}, \quad c_{p_2} = \frac{c_{p_0} \cdot t_1 - c_{p_0} \cdot t_2}{t_1 - t_2}, \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К).}$$

12. Определяется действительная температура газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$T_{кр}^{\partial} = T_{кр} + \frac{\Delta h_{кр}}{c_{p_{кр}}}, \quad T_2^{\partial} = T_2 + \frac{\Delta h_2}{c_{p_2}}, \text{ К.}$$

13. Определяется действительный удельный объем газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\nu_{кр}^{\partial} = \frac{R_M T_{кр}^{\partial}}{M_z p_{кр}}, \quad \nu_2^{\partial} = \frac{R_M T_2^{\partial}}{M_z p_{ср}}, \text{ м}^3/\text{кг.}$$

14. Определяется площадь минимального и выходного сечений сопла:

$$f_{min} = \frac{m \nu_{кр}^{\partial}}{w_{кр}^{\partial}}, \quad f_2 = \frac{m \nu_2^{\partial}}{w_2^{\partial}}, \text{ м}^2.$$

15. Определяется диаметр минимального и выходного сечений сопла:

$$d_{min} = \sqrt{\frac{4 f_{min}}{\pi}}, \quad d_2 = \sqrt{\frac{4 f_2}{\pi}}, \text{ м.}$$

16. Определяется длина расширяющейся части комбинированного сопла:

$$l = \frac{d_2 - d_{min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}, \text{ м}$$

где $\alpha = 10 \dots 12^\circ$ – угол раскрытия сопла.

3. Пример расчета комбинированного сопла

Исходные данные для расчета:

- газ – диоксид углерода CO_2 ;
- давление на входе в сопло $p_1 = 1$ МПа;
- давление среды истечения $p_{cp} = 100$ кПа;
- температура газа перед соплом $t_1 = 80$ °С;
- массовый расход газа через сопло $m = 0,5$ кг/с;
- коэффициент скорости в сопле $\varphi = 0,97$.

1. Определяем критический перепад давлений и давление в минимальном сечении сопла:

$$\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{1,29+1} \right)^{\frac{1,29}{1,29-1}} = 0,548,$$

$$p_{кр} = p_1 \beta_{кр} = 10^3 \cdot 0,548 = 548 \text{ кПа.}$$

2. Определяем отношение давлений в среде истечения и перед соплом:

$$\beta = \frac{p_{cp}}{p_1} = \frac{100}{1000} = 0,1 < 0,548.$$

Так как $\beta < \beta_{кр}$, то режим истечения сверхзвуковой и сопло должно быть комбинированным.

3. Определяем скорость истечения газа на выходе из сопла:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,29}{1,29-1} \cdot \frac{8314}{44} \cdot 353 \cdot \left(1 - 0,1^{\frac{1,29-1}{1,29}} \right)} = 490 \text{ м/с.}$$

4. Определяем действительную скорость истечения газа в выходном сечении сопла:

$$w_2^0 = \varphi w_2 = 0,97 \cdot 490 = 475 \text{ м/с.}$$

5. Определяем скорость истечения газа в минимальном сечении сопла:

$$w_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_1 \left(1 - \beta_{кр}^{\frac{k-1}{k}} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,29}{1,29-1} \cdot \frac{8314}{44} \cdot 353 \cdot \left(1 - 0,548^{\frac{1,29-1}{1,29}} \right)} = 274 \text{ м/с.}$$

6. Определяем действительную скорость истечения газа в минимальном сечении сопла:

$$w_{кр}^0 = \varphi w_{кр} = 0,97 \cdot 274 = 266 \text{ м/с.}$$

7. Определяем удельный объем газа на входе в сопло:

$$\nu_1 = \frac{R_M T_1}{M_\epsilon p_1} = \frac{8314 \cdot 353}{44 \cdot 10^6} = 0,0667 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

8. Определяем удельный объем газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\nu_{кр} = \nu_1 \left(\frac{1}{\beta_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,0667 \cdot \left(\frac{1}{0,548} \right)^{\frac{1}{1,29}} = 0,106 \text{ м}^3/\text{кг,}$$

$$\nu_2 = \nu_1 \left(\frac{p_1}{p_{cp}} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,0667 \cdot \left(\frac{1000}{100} \right)^{\frac{1}{1,29}} = 0,397 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

9. Определяем теоретическую температуру газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$T_{кр} = \frac{p_{кр} \nu_{кр} M_z}{R_M} = \frac{548 \cdot 10^3 \cdot 0,106 \cdot 44}{8314} = 307 \text{ К},$$

$$T_2 = \frac{p_{cp} \nu_2 M_z}{R_M} = \frac{10^5 \cdot 0,397 \cdot 44}{8314} = 210 \text{ К}.$$

10. Определяем потерю кинетической энергии струи газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\Delta h_{кр} = \left(1 - \varphi^2 \right) \frac{w_{кр}^2}{2} \cdot 10^{-3} = \left(1 - 0,97^2 \right) \cdot \frac{274^2}{2} \cdot 10^{-3} = 2,22 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

$$\Delta h_2 = \left(1 - \varphi^2 \right) \frac{w_2^2}{2} \cdot 10^{-3} = \left(1 - 0,97^2 \right) \cdot \frac{490^2}{2} \cdot 10^{-3} = 7,095 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

11. Определяем среднюю изобарную теплоемкость газа в интервалах температур $(t_1 \dots t_{кр})$ и $(t_1 \dots t_2)$:

$$c_{p_{кр}} = \frac{(0,8725 + 2,406 \cdot 10^{-4} \cdot 80) \cdot 80 - (0,8725 + 2,406 \cdot 10^{-4} \cdot 34) \cdot 34}{80 - 34} = 0,90 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}),$$

$$c_{p_2} = \frac{(0,8725 + 2,406 \cdot 10^{-4} \cdot 80) \cdot 80 - (0,8725 + 2,406 \cdot 10^{-4} \cdot (-63)) \cdot (-63)}{80 + 63} = 0,877$$

кДж/(кг·К)

12. Определяем действительную температуру газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$T_{кр}^\partial = T_{кр} + \frac{\Delta h_{кр}}{c_{p_{кр}}} = 307 + \frac{2,22}{0,9} = 309,5 \text{ К},$$

$$T_2^\partial = T_2 + \frac{\Delta h_2}{c_{p_2}} = 210 + \frac{7,095}{0,877} = 218 \text{ К}.$$

13. Определяем действительный удельный объем газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\nu_{кр}^\partial = \frac{R_M T_{кр}^\partial}{M_z p_{кр}} = \frac{8314 \cdot 309,5}{44 \cdot 548 \cdot 10^3} = 0,107 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$\nu_2^\partial = \frac{R_M T_2^\partial}{M_z p_{cp}} = \frac{8314 \cdot 218}{44 \cdot 10^5} = 0,412 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

14. Определяем площадь минимального и выходного сечений сопла:

$$f_{min} = \frac{m \nu_{кр}^\partial}{w_{кр}^\partial} = \frac{0,5 \cdot 0,107}{266} = 0,000201 \text{ м}^2,$$

$$f_2 = \frac{m \nu_2^\partial}{w_2^\partial} = \frac{0,5 \cdot 0,412}{475} = 0,0004337 \text{ м}^2.$$

15. Определяем диаметр минимального и выходного сечений сопла:

$$d_{min} = \sqrt{\frac{4f_{min}}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,000201}{\pi}} = 0,016 \text{ м,}$$

$$d_2 = \sqrt{\frac{4f_2}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,0004337}{\pi}} = 0,023 \text{ м.}$$

16. Определяем длину расширяющейся части комбинированного сопла:

$$l = \frac{d_2 - d_{min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} = \frac{0,023 - 0,016}{2 \operatorname{tg} \frac{10}{2}} = 0,04 \text{ м.}$$

где $\alpha = 10 \dots 12^\circ$ – угол раскрытия сопла.

3.7 Практическое занятие № 7 (2 часа).

Тема: «Термодинамические процессы в рабочих телах. Расчет термодинамических процессов реальных газов с помощью диаграмм.»

1. Методика расчета термодинамического цикла ДВС

Задание. Рассчитать идеальный цикл поршневого двигателя внутреннего сгорания со смешанным подводом теплоты. Рабочее тело – воздух.

Исходные данные:

1. Начальное давление p_1 , МПа.
2. Начальная температура T_1 , К.
3. Степень сжатия ε .
4. Степень повышения давления λ .
5. Степень предварительного расширения ρ .
1. Значения параметров и функций состояния воздуха (p , v , T , u , h , s) для характерных точек цикла.
2. Для каждого из процессов изменение внутренней энергии Δu , энтальпии Δh , энтропии Δs , теплоту процесса q и работу процесса l .
3. Суммарные количества теплоты подведенной q_1 и отведенной q_2 , работу цикла l_u , термический КПД цикла η_t .
4. Построить цикл в координатах p - v и
 1. Исходные данные дополняются справочными данными.
 1. Начальное давление $p_1 = 0,100$ МПа.
 2. Начальная температура $T_1 = 293$ К.
 3. Степень сжатия $\varepsilon = 12$.
 4. Степень повышения давления $\lambda = 1,5$.
 5. Степень предварительного расширения $\rho = 1,6$.
 1. Значения параметров и функций состояния воздуха (p , v , T , u , h , s) для характерных точек цикла.
 2. Для каждого из процессов изменение внутренней энергии Δu , энтальпии Δh , энтропии Δs , теплоту процесса q и работу процесса l .
 3. Суммарные количества теплоты подведенной q_1 и отведенной q_2 , работу цикла l_u , термический КПД цикла η_t .
 4. Построить цикл в координатах p - v и T - s , нанеся основные точки цикла и координаты промежуточных точек, составляющих его процессов.
 1. Начальное давление $p_1 = 0,100$ МПа.
 2. Начальная температура $T_1 = 293$ К.
 3. Степень сжатия $\varepsilon = 12,5 + 0,5n$.

4. Степень повышения давления $\lambda = 1,9 + 0,1n$.
5. Степень предварительного расширения $\rho = 1,3 + 0,1n$.

3.8 Практическое занятие № 8 (2 часа).

Тема: «Влажный воздух»

1. Общие положения

Водяной пар используют в качестве рабочего тела в современных паросиловых установках.

Основным циклом паросиловых установок является цикл Ренкина, характеризующийся полной конденсацией отработавшего водяного пара (рисунок 8.1).

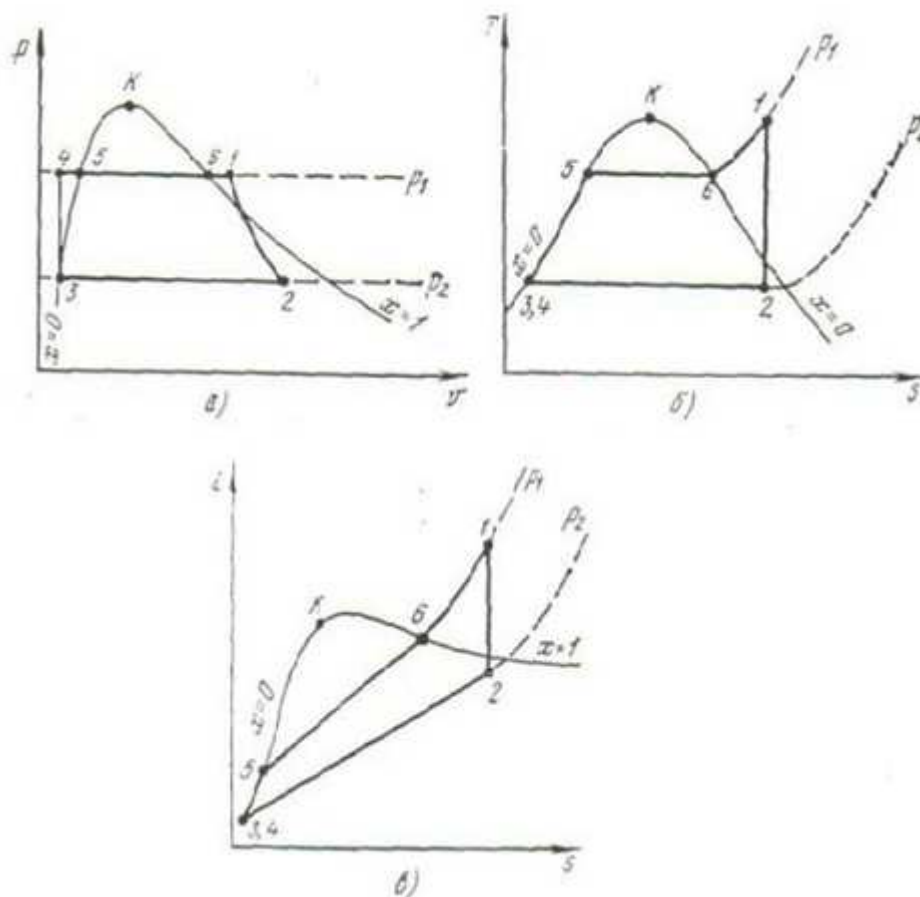


Рис. 8.1 Цикл Ренкина:

А – диаграмма $p-v$; б – диаграмма $T-s$; в – диаграмма $h-s$

Цикл Ренкина состоит из следующих процессов:

- 1-2 - адиабатное расширение перегретого пара в паровой турбине
- 2-3 - полная конденсация пара в конденсаторе;
- 3-4 - повышение давления воды в насосе;

4-5 - подогрев воды в котле до температуры насыщения;

5-6 - парообразование в котле;

6-1 - перегрев пара в пароперегревателе котла.

Параметры цикла:

- удельная работа цикла

$$l_u = h_1 - h_2;$$

- подведенная удельная теплота

$$q_1 = h_1 - h_3;$$

-отведенная удельная теплота

$$q_2 = h_2 - h_3;$$

-термический КПД

$$\eta = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'},$$

где $h_2' = h_3$ - удельная энтальпия воды при температуре насыщения при давлении p_2 ;

-удельный расход пара, кг/кВтч,

$$d = \frac{3600}{h_1 - h_2}.$$

При расчете цикла Ренкина обычно не учитывают работу на привод насоса.

С целью повышения степени сухости отработавшего в турбине пара применяют промежуточный (повторный) перегрев пара после частичной его отработки в паровой турбине.

В таком случае удельная работа цикла суммируется из работ пара в первой и второй частях турбины как сумма разностей энтальпий при расширении пара в первой и второй частях турбины. Количество подведенной теплоты находят как сумму количества теплоты, подведенной в котле и первом пароперегревателе, и количества теплоты, подведенной к пару во втором пароперегревателе.

Термический КПД находят согласно уравнению

$$\eta_T = \frac{l}{q_1},$$

где l – удельная работа цикла, q_1 – удельная теплота, подведенная в цикле к рабочему телу.

При этом $l = q_1 - |q_2|,$

где q_2 – удельная теплота, отведенная в цикле от рабочего тела.

2. Примеры решения задач

Задача 1. Определить термический КПД цикла Ренкина и удельный расход пара в паросиловой установке при начальных параметрах пара (перед паровой турбиной): $p_1 = 5$ МПа и $t_1 = 500$ °С.

Конечное давление пара составляет $p_2 = 10$ кПа.

Решение. Для определения параметров пара в точках 1 и 2 используем диаграмму h_s (приложение 1). Построение точек показано на рисунке 8.1.

Решение задачи начинаем с нахождения точки 1 (состояние перегретого пара). По заданным значениям давления и температуры определяем неизвестные параметры:

$$h_1 = 3430 \text{ кДж/кг}; s_1 = 7 \text{ кДж/(кгК)}.$$

Затем на пересечении изобары p_2 и вертикальной линии, соответствующей значению постоянной энтропии $S_1 = S_2$, находим точку 2 и параметры влажного насыщенного пара:

$$h_2 = 2210 \text{ кДж/кг}; x_2 = 0,84.$$

Для проверки полученных значений используем табличные данные (приложение 2 таб. 3.3):

$$h_1 = 3433,8 \text{ кДж/кг}; s_1 = 6,9768 \text{ кДж/(кгK)}.$$

Энтальпию h_2 можно рассчитать по формуле, полученной на основе зависимостей

$$h_x = h' + xh'' \text{ и } s_x = s' + x \frac{h'' - h'}{T_s} :$$

$$h_2 = h'_2 + (s_1 - s'_2)T_{s2},$$

где значения h'_2, s'_2, T_{s2} определены при давлении p_2 .

По приложению 2:

$$h'_2 = 191,84 \text{ кДж/кг}; s'_2 = 0,6493 \text{ кДж/(кгK)}; t_{s2} = 45,83 \text{ }^\circ\text{C}.$$

$$h_2 = 191,84 + (6,9768 - 0,6493) \times (45,87 + 273,15) = 2210 \text{ кДж/кг}.$$

Учитывая малое отличие расчетных значений и определяемых по диаграмме, используем в дальнейшем значения, найденные по диаграмме.

Термический КПД по формуле :

$$\eta_T = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h'_2} = \frac{3430 - 2210}{3430 - 191,34} = 0,38.$$

Удельный расход пара по уравнению :

$$d = \frac{3600}{h_2 - h'_2} = \frac{3600}{3430 - 2210} = 2,95 \text{ кг/(кВтч)}.$$

Задача 2. Параметры водяного пара в паросиловой установке $p_1=15\text{МПа}$, $t_1=550^\circ\text{C}$ и $p_2 = 5 \text{ кПа}$. Предусмотрен промежуточный перегрев пара при давлении, равном 4 МПа , до первоначальной температуры 550°C . Вычислить термический КПД этого цикла.

Решение. По диаграмме водяного пара (приложение 1) находим:

-удельную энтальпию пара при давлении 15 МПа и температуре 550°C :

$$h_1 = 3460 \text{ кДж/кг};$$

-удельную энтальпию пара после изоэнтропного расширения в первой части турбины:

$$h_2 = 3060 \text{ кДж/кг};$$

-удельную энтальпию пара при давлении 4 МПа и температуре 550°C :

$$h_3 = 3560 \text{ кДж/кг};$$

-удельную энтальпию пара после изоэнтропного расширения во второй части турбины низкого давления до давления $p_2 = 5 \text{ кПа} = 0,005 \text{ МПа}$:

$$h_4 = 2200 \text{ кДж/кг}.$$

По приложению 2(таб. 2.2) определяем удельную энтальпию воды при температуре насыщения при давлении P_2 :

$$h'_2 = 138 \text{ кДж/кг}.$$

Удельная работа пара:

$$\text{-в первой части турбины } l_1 = 3460 - 3060 = 400 \text{ кДж/кг};$$

$$\text{-во второй части турбины } l_2 = 3560 - 2200 = 1360 \text{ кДж/кг};$$

$$\text{-во всей турбине } l = 400 + 1360 = 1760 \text{ кДж/кг}.$$

Удельная теплота, подведенная:

$$\text{-в котле и основном пароперегревателе } q_1' = 3460 - 138 = 3322 \text{ кДж/кг}.$$

$$\text{-в промежуточном пароперегревателе } q_1'' = 3560 - 3060 = 500 \text{ кДж/кг},$$

$$\text{-в паросиловой установке в целом } q = 3322 + 500 = 3822 \text{ кДж/кг}.$$

Термический КПД цикла по формуле :

$$\eta_T = \frac{l}{q_1};$$

$$\eta_T = \frac{1760}{3822} = 0,46$$

3.Задачи для самостоятельного решения

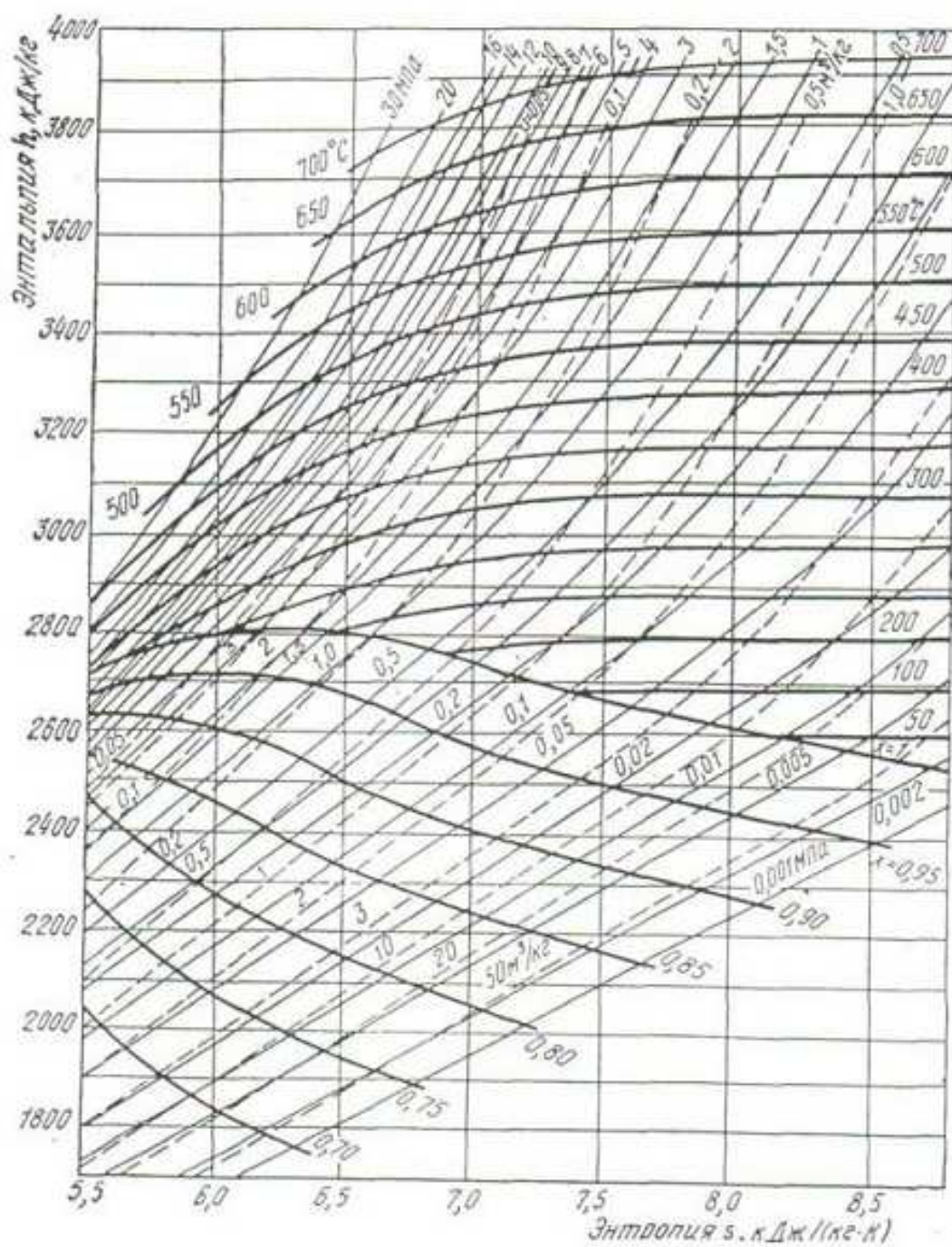
Задача 1. Паровая турбина мощностью 100 МВт работает паром давлением $p_1 = 10$ МПа и $t_1 = 550$ °С. Давление в конденсаторе $p_2 = 5$ кПа.

Определить теоретический часовой расход пара на турбину.

Задача 2. В паросиловой установке с начальными параметрами пара 30 МПа и 650 °С предусмотрен промежуточный перегрев пара при давлении 6 МПа до температуры 580 °С. Определить термический КПД цикла при конечном давлении пара равным 5 кПа.

Приложение 1

Диаграмма hs – водяного пара



Приложение 2

Таблица 2.1

Давление водяного пара на линии насыщения

$t_p, ^\circ\text{C}$	$P_p, \text{кПа}$	$t_p, ^\circ\text{C}$	$P_p, \text{кПа}$	$t_p, ^\circ\text{C}$	$P_p, \text{кПа}$	$t_p, ^\circ\text{C}$	$P_p, \text{кПа}$
-10	0,26	8	1,07	26	3,36	44	9,1
-8	0,31	10	1,23	28	3,78	46	10,00
-6	0,37	12	1,4	30	4,24	48	11,16
-4	0,44	14	1,6	32	4,75	50	12,33
-2	0,52	16	1,82	34	5,32	52	13,61
0	0,61	18	2,06	36	5,94	54	15,00
2	0,71	20	2,34	38	6,62	56	16,51
4	0,81	22	2,64	40	7,375	58	18,14
6	0,935	24	2,98	42	8,2	60	19,91

Таблица 2.2

Вода и водяной пар на линии насыщения

P , МПа	t , °C	v' , м ³ /кг	v'' , м ³ /кг	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	r , кДж/кг	S' , кДж/(кг·К)	S'' , кДж/(кг·К)
0,003	24,09	0,00100	45,668	101,00	2542,2	2444,2	0,3543	8,5776
0,004	28,98	0,00100	34,803	121,41	2554,1	2432,7	0,4224	8,4747
0,005	32,90	0,00101	28,196	137,77	2561,2	2423,4	0,4762	8,3952
0,006	36,78	0,00101	23,742	151,5	2567,1	2415,6	0,5209	8,3305
0,007	39,02	0,000101	20,532	163,38	2572,2	2408,8	0,5591	8,276
0,008	41,53	0,00101	18,106	173,87	2576,7	2402,8	0,5926	8,2289
0,009	43,79	0,00101	16,206	183,28	2580,8	2397,5	0,6224	8,1875
0,01	45,83	0,00101	14,676	191,84	2584,4	2392,6	0,6493	8,1505
0,02	60,09	0,00102	7,6515	251,46	2609,6	2358,1	0,8321	7,9092
0,03	69,12	0,00102	5,2308	289,31	2625,3	2336,0	0,9441	7,7695
0,04	75,89	0,00103	3,9949	317,65	2636,8	2319,2	1,0261	7,6711
0,05	81,35	0,00103	3,2415	340,57	2646,0	2305,4	1,0912	7,5951
0,075	91,78	0,00104	2,2179	384,45	2663,2	2278,8	1,2132	7,4577
0,1	99,63	0,00104	1,6946	417,51	2675,7	2258,2	1,3027	7,3608
0,15	113,37	0,00105	1,1597	467,13	2693,9	2226,8	1,4336	7,2248
0,17	115,17	0,00106	1,0315	483,22	2699,5	2216,3	1,4752	7,1829
0,2	120,23	0,00106	0,88592	504,7	2706,9	2202,2	1,5468	7,1123
0,4	143,62	0,00108	0,46242	604,7	2738,5	2133,8	1,7764	6,8966
0,6	158,84	0,0011	0,31556	670,4	2756,4	2086,0	1,9308	6,7598
0,8	170,42	0,00111	0,2403	720,9	2768,4	2047,5	2,0457	6,6618
P , МПа	t , °C	v' , м ³ /кг	v'' , м ³ /кг	h' , кДж/кг	h'' , кДж/кг	r , кДж/кг	S' , кДж/(кг·К)	S'' , кДж/(кг·К)
1,0	179,88	0,00113	0,1943	762,6	2777	2014,4	2,1382	6,5847
2,0	212,37	0,00118	0,09953	908,60	2797,4	1888,8	2,4468	6,3373
2,5	223,94	0,00119	0,07990	962,00	2800,8	1838,8	2,5543	6,2536
3,0	233,84	0,00122	0,06662	1008,4	2801,9	1793,5	2,6455	6,1832
3,5	242,54	0,00123	0,05702	1049,8	2801,3	1751,5	2,7253	6,1218
4,0	250,33	0,00125	0,04974	1087,5	2799,4	1711,9	2,7967	6,0670
4,5	257,41	0,00127	0,04402	1122,2	2796,5	1674,3	2,8614	6,0171
5,0	263,92	0,00129	0,03941	1154,6	2792,8	1638,2	2,9209	5,9712

Таблица 2.3
Перегретый водяной пар

$t, ^\circ\text{C}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$S, \text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$		$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$S, \text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$
$p = 1,5 \text{ МПа}$					$p = 2 \text{ МПа}$		
400	0,2030	3256,1	7,2701		0,1512	3248,1	7,1285
410	0,2062	3277,7	7,3020		0,1536	3270,0	7,1609
420	0,2095	3299,3	7,3334		0,1561	3291,9	7,1927
430	0,2127	3320,9	7,3644		0,1586	3313,8	7,2241
440	0,2159	3342,6	7,3949		0,1610	3335,8	7,2550
450	0,2191	3364,2	7,4250		0,1635	3357,7	7,2855
460	0,2233	3385,9	7,4548		0,1659	3379,6	7,3156
470	0,2255	3407,6	7,4842		0,1684	3401,5	7,3454
480	0,2287	3429,3	7,5132		0,1708	3423,5	7,3747
$t, ^\circ\text{C}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$S, \text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$		$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$S, \text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$
490	0,2319	3451,1	7,5420		0,1732	3445,4	7,4037
500	0,2351	3472,9	7,5703		0,1756	3467,4	7,4323
550	0,2509	3582,5	7,7078		0,1876	3578,0	7,5708
$p = 2,5 \text{ МПа}$					$p = 3 \text{ МПа}$		
400	0,1201	3239,9	7,0165		0,09933	3231,6	6,9231
410	0,1221	3262,2	7,0494		0,10105	3254,3	6,9566
420	0,1241	3284,5	7,0817		0,10276	3276,9	6,9894
430	0,1261	3306,7	7,1135		0,1045	3299,4	7,0217
440	0,1281	3328,9	7,1449		0,1061	3321,9	7,0535
450	0,1301	3351,0	7,1758		0,1078	3344,4	7,0847
460	0,1321	3373,2	7,2062		0,1095	3366,8	7,1155
470	0,1340	3395,4	7,2362		0,1112	3389,2	7,1459
480	0,1360	3417,5	7,2659		0,1128	3411,6	7,1758
490	0,1380	3439,7	7,2951		0,1145	3434,0	7,2054
500	0,1399	3461,9	7,3240		0,1161	3456,4	7,2345
550	0,1496	3573,3	7,4636		0,1243	3568,6	7,3752
$p = 3,5 \text{ МПа}$					$p = 4 \text{ МПа}$		
400	0,08451	3223,1	6,8426		0,07339	3214,5	6,7713
410	0,08602	3246,2	6,8766		0,07473	3238,0	6,8060
420	0,08751	3269,2	6,9100		0,07606	3261,4	6,8399
430	0,08899	3292,0	6,9427		0,07738	3284,6	6,8732
440	0,09046	3314,8	6,9747		0,07869	3307,7	6,9058
$t, ^\circ\text{C}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$S, \text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$		$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$S, \text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$
450	0,09192	3337,6	7,0066		0,07999	3330,7	6,9379
460	0,09338	3360,3	7,0378		0,08128	3353,7	6,9694
470	0,09483	3382,9	7,0684		0,08257	3376,6	7,0005
480	0,09627	3405,6	7,0987		0,08384	3399,5	7,0310
490	0,09770	3428,2	7,1285		0,08512	3422,3	7,0612
500	0,09913	3450,8	7,1580		0,08638	3445,2	7,0909
550	0,1062	3563,9	7,2998		0,09264	3559,2	7,2338
$p = 4,5 \text{ МПа}$					$p = 5 \text{ МПа}$		
400	0,06473	3205,8	6,7071		0,05780	3196,9	6,6486
410	0,06595	3229,7	6,7425		0,05891	3221,3	6,6845
420	0,06715	3253,5	6,7770		0,06002	3245,4	6,7196
430	0,06834	3277,0	6,8107		0,06111	3269,4	6,7539
440	0,06953	3300,5	6,8438		0,06220	3293,2	6,7875
450	0,07070	3323,8	6,8763		0,06327	3316,8	6,8204
460	0,07187	3347,1	6,9083		0,06434	3340,4	6,8528
470	0,07303	3370,3	6,9397		0,06539	3363,8	6,8846
480	0,07418	3393,4	6,9706		0,06644	3387,2	6,9158
490	0,07532	3416,5	7,0010		0,06749	3410,5	6,9465
500	0,07646	3439,5	7,0310		0,06853	3433,8	6,9768
550	0,08208	3554,4	7,1751		0,07363	3549,6	7,1221

3.9 Практическое занятие № 9 (2 часа).

Тема: «Истечение и дросселирование рабочих тел»

1. Сопло Лавали

Для того чтобы получить сверхзвуковые скорости газового потока канал должен быть комбинированным: первая часть – суживающаяся, в которой осуществляется разгон газового потока до скорости звука, вторая часть – расширяющаяся, в которой газовый поток будет двигаться со сверхзвуковыми скоростями. Такой комбинированный канал в литературе называют соплом Лавали, в честь шведского инженера К.Г.Лавали.

Рассмотрим процесс истечения газа из комбинированного сопла Лавали, схема которого представлена на рис. 1. Из рисунка видно, что сопло Лавали можно условно разделить на две части – суживающуюся A и расширяющуюся B .

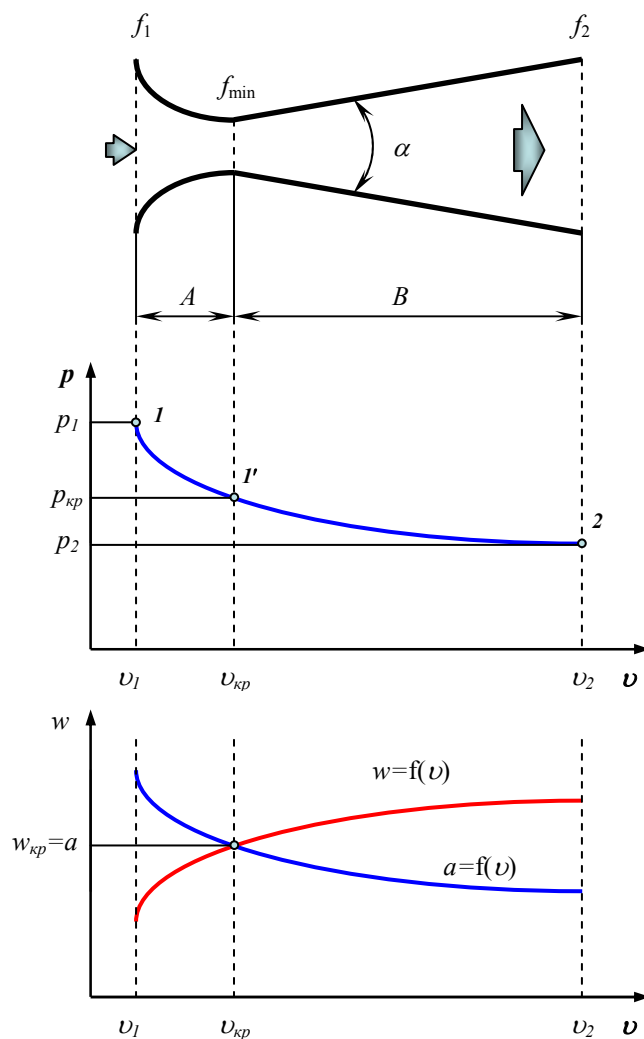


Рис. 1. Изменение параметров газового потока в сопле Лавали

Рассмотрим сначала процесс истечения из суживающейся части сопла A . Пусть вначале давление на входе в сопло p_1 равно давлению окружающей среды, т.е. $p_1 = p_2 = p_{cp}$. Поскольку в этом случае $\beta = 1$, то скорость газа в сопле будет равна нулю ($w_2 = 0$), т.е. газ в канале не будет двигаться. Массовый расход газа через сопло также равен нулю ($m = 0$).

Будем постепенно увеличивать давление p_1 . Величина перепада давления β в суживающейся части сопла будет уменьшаться, поэтому скорость истечения газа w_2 и его массовый расход m будут увеличиваться. При достижении $\beta = \beta_{кр}$ (за счет увеличения p_1) в суживающейся части сопла A в сечении f_{min} установится критическое давление $p_2 = p_{кр}$ и критическая скорость истечения, равная местной скорости звука ($w_2 = w_{кр} = a$).

Если дальше увеличивать давление p_1 на входе в суживающуюся часть сопла, то скорость газа w_2 в сечении f_{min} не изменится, поскольку в этом случае β будет всегда оставаться равным $\beta_{кр}$. При этом следует заметить, что рост p_1 после достижения некоторого критического значения приводит к росту давления $p_2 = p_1 \beta_{кр}$ в минимальном сечении f_{min} суживающейся части A сопла. Причем p_2 может значительно отличаться от давления окружающей среды p_{cp} . В этом случае поток будет оставаться *недорасширенным* ($p_2 = p_{кр} > p_{cp}$). При этом располагаемая работа газового потока достигнет определенного значения (площадь $1 - 1' - p_{кр} - p_1$ на рис. 1).

Итак, как видно на рис. 1, в суживающейся части сопла A давление газа понижается от p_1 (вход) до $p_{кр}$ (точка $1'$; выход из узкой части сопла). Применив дополнительную расширяющуюся часть сопла B , критическое давление $p_{кр}$, устанавливающееся в самой узкой части сопла можно понизить до $p_2 = p_{cp}$ (точка 2). При этом скорость w_2 на выходе из расширяющейся части сопла B будет больше, чем в самом узком сечении сопла f_{min} , т.е. $w_2 > a$. Массовый расход газа m остается прежним – как в минимальном сечении сопла (следует из условия неразрывности потока). Располагаемая работа потока l_0 увеличится, поскольку уменьшится давление p_2 на выходе из сопла (располагаемая работа l_0 станет численно равной площади $1 - 2 - p_2 - p_1$).

Так как скорость газового потока в комбинированном сопле значительно больше, чем в суживающемся сопле, то кинетическая энергия потока также значительно увеличивается по квадратичному закону:

$$E_k = \frac{mw_2^2}{2}.$$

Чем больше кинетическая энергия потока, направляемого на лопатки турбины, тем большую техническую работу он может совершить.

2. Методика расчета комбинированного сопла

При расчете истечения газа из сопла необходимо определить размеры комбинированного сопла при заданных параметрах истечения и расхода газа и заданном коэффициенте скорости.

Исходные данные для расчета:

- газ (показатель адиабаты, теплоемкость);
- p_1 – давление на входе в сопло, МПа;
- p_{cp} – давление среды истечения, кПа;
- t_1 – температура газа перед соплом, °С;
- m – массовый расход газа через сопло, кг/с;
- φ – коэффициент скорости в сопле.

Расчет комбинированного сопла произвести по следующей методике.

1. Определяется критический перепад давлений и давление в минимальном сечении сопла:

$$\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad p_{кр} = p_1 \beta_{кр}, \text{ кПа.}$$

2. Определяется отношение давлений в среде истечения и перед соплом:

$$\beta = \frac{p_{ср}}{p_1}.$$

При $\beta > \beta_{кр}$ режим истечения дозвуковой, при $\beta = \beta_{кр}$ скорость истечения равна местной скорости звука. В обоих случаях сопло должно быть суживающимся. При $\beta < \beta_{кр}$ режим истечения сверхзвуковой, сопло должно быть комбинированным.

3. Определяется скорость истечения газа на выходе из сопла:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)}, \text{ м/с.}$$

4. Определяется действительная скорость истечения газа в выходном сечении сопла:

$$w_2^{\partial} = \varphi w_2, \text{ м/с.}$$

5. Определяется скорость истечения газа в минимальном сечении сопла:

$$w_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left(1 - \beta_{кр}^{\frac{k-1}{k}} \right)}, \text{ м/с.}$$

6. Определяется действительная скорость истечения газа в минимальном сечении сопла:

$$w_{кр}^{\partial} = \varphi w_{кр}, \text{ м/с.}$$

7. Определяется удельный объем газа на входе в сопло:

$$\nu_1 = \frac{R_M T_1}{M_{\varepsilon} p_1}, \text{ м}^3/\text{кг.}$$

8. Определяется удельный объем газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\nu_{кр} = \nu_1 \left(\frac{1}{\beta_{кр}} \right)^{\frac{1}{k}}, \quad \nu_2 = \nu_1 \left(\frac{p_1}{p_{ср}} \right)^{\frac{1}{k}}, \text{ м}^3/\text{кг.}$$

9. Определяется теоретическая температура газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$T_{кр} = \frac{p_{кр} \nu_{кр} M_{\varepsilon}}{R_M}, \quad T_2 = \frac{p_{ср} \nu_2 M_{\varepsilon}}{R_M}, \text{ К.}$$

10. Определяется потеря кинетической энергии струи газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\Delta h_{кр} = (1 - \varphi^2) \frac{w_{кр}^2}{2} \cdot 10^{-3}, \quad \Delta h_2 = (1 - \varphi^2) \frac{w_2^2}{2} \cdot 10^{-3}, \text{ кДж/(кг·К).}$$

11. Определяется средняя изобарная теплоемкость газа в интервалах температур $(t_1 \dots t_{кр})$ и $(t_1 \dots t_2)$:

$$c_{p_{кр}} = \frac{c_{p_0}^{t_1} \cdot t_1 - c_{p_0}^{t_{кр}} \cdot t_{кр}}{t_1 - t_{кр}}, \quad c_{p_2} = \frac{c_{p_0}^{t_1} \cdot t_1 - c_{p_0}^{t_2} \cdot t_2}{t_1 - t_2}, \text{ кДж/(кг·К).}$$

12. Определяется действительная температура газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$T_{кр}^{\partial} = T_{кр} + \frac{\Delta h_{кр}}{c_{p_{кр}}}, \quad T_2^{\partial} = T_2 + \frac{\Delta h_2}{c_{p_2}}, \text{ К.}$$

13. Определяется действительный удельный объем газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\nu_{кр}^{\partial} = \frac{R_M T_{кр}^{\partial}}{M_{\text{г}} p_{кр}}, \quad \nu_2^{\partial} = \frac{R_M T_2^{\partial}}{M_{\text{г}} p_{cp}}, \text{ м}^3/\text{кг.}$$

14. Определяется площадь минимального и выходного сечений сопла:

$$f_{min} = \frac{m \nu_{кр}^{\partial}}{w_{кр}^{\partial}}, \quad f_2 = \frac{m \nu_2^{\partial}}{w_2^{\partial}}, \text{ м}^2.$$

15. Определяется диаметр минимального и выходного сечений сопла:

$$d_{min} = \sqrt{\frac{4 f_{min}}{\pi}}, \quad d_2 = \sqrt{\frac{4 f_2}{\pi}}, \text{ м.}$$

16. Определяется длина расширяющейся части комбинированного сопла:

$$l = \frac{d_2 - d_{min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}}, \text{ м}$$

где $\alpha = 10 \dots 12^\circ$ – угол раскрытия сопла.

3. Пример расчета комбинированного сопла

Исходные данные для расчета:

- газ – диоксид углерода CO_2 ;
- давление на входе в сопло $p_1 = 1 \text{ МПа}$;
- давление среды истечения $p_{cp} = 100 \text{ кПа}$;
- температура газа перед соплом $t_1 = 80^\circ \text{C}$;
- массовый расход газа через сопло $m = 0,5 \text{ кг/с}$;
- коэффициент скорости в сопле $\varphi = 0,97$.

1. Определяем критический перепад давлений и давление в минимальном сечении сопла:

$$\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(\frac{2}{1,29+1} \right)^{\frac{1,29}{1,29-1}} = 0,548,$$

$$p_{кр} = p_1 \beta_{кр} = 10^3 \cdot 0,548 = 548 \text{ кПа.}$$

2. Определяем отношение давлений в среде истечения и перед соплом:

$$\beta = \frac{p_{cp}}{p_1} = \frac{100}{1000} = 0,1 < 0,548.$$

Так как $\beta < \beta_{кр}$, то режим истечения сверхзвуковой и сопло должно быть комбинированным.

3. Определяем скорость истечения газа на выходе из сопла:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,29}{1,29-1} \cdot \frac{8314}{44} \cdot 353 \cdot \left(1 - 0,1^{\frac{1,29-1}{1,29}} \right)} = 490 \text{ м/с.}$$

4. Определяем действительную скорость истечения газа в выходном сечении сопла:

$$w_2^0 = \varphi w_2 = 0,97 \cdot 490 = 475 \text{ м/с.}$$

5. Определяем скорость истечения газа в минимальном сечении сопла:

$$w_{kp} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_1 \left(1 - \beta_{kp}^{\frac{k-1}{k}} \right)} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,29}{1,29-1} \cdot \frac{8314}{44} \cdot 353 \cdot \left(1 - 0,548^{\frac{1,29-1}{1,29}} \right)} = 274 \text{ м/с.}$$

6. Определяем действительную скорость истечения газа в минимальном сечении сопла:

$$w_{kp}^0 = \varphi w_{kp} = 0,97 \cdot 274 = 266 \text{ м/с.}$$

7. Определяем удельный объем газа на входе в сопло:

$$\nu_1 = \frac{R_M T_1}{M_\varepsilon p_1} = \frac{8314 \cdot 353}{44 \cdot 10^6} = 0,0667 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

8. Определяем удельный объем газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\nu_{kp} = \nu_1 \left(\frac{1}{\beta_{kp}} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,0667 \cdot \left(\frac{1}{0,548} \right)^{\frac{1}{1,29}} = 0,106 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$\nu_2 = \nu_1 \left(\frac{p_1}{p_{cp}} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,0667 \cdot \left(\frac{1000}{100} \right)^{\frac{1}{1,29}} = 0,397 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

9. Определяем теоретическую температуру газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$T_{kp} = \frac{p_{kp} \nu_{kp} M_\varepsilon}{R_M} = \frac{548 \cdot 10^3 \cdot 0,106 \cdot 44}{8314} = 307 \text{ К,}$$

$$T_2 = \frac{p_{cp} \nu_2 M_\varepsilon}{R_M} = \frac{10^5 \cdot 0,397 \cdot 44}{8314} = 210 \text{ К.}$$

10. Определяем потерю кинетической энергии струи газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$\Delta h_{kp} = \left(1 - \varphi^2 \right) \frac{w_{kp}^2}{2} \cdot 10^{-3} = \left(1 - 0,97^2 \right) \cdot \frac{274^2}{2} \cdot 10^{-3} = 2,22 \text{ кДж/(кг·К),}$$

$$\Delta h_2 = \left(1 - \varphi^2 \right) \frac{w_2^2}{2} \cdot 10^{-3} = \left(1 - 0,97^2 \right) \cdot \frac{490^2}{2} \cdot 10^{-3} = 7,095 \text{ кДж/(кг·К).}$$

11. Определяем среднюю изобарную теплоемкость газа в интервалах температур $(t_1 \dots t_{kp})$ и $(t_1 \dots t_2)$:

$$c_{p_{kp}} = \frac{(0,8725 + 2,406 \cdot 10^{-4} \cdot 80) \cdot 80 - (0,8725 + 2,406 \cdot 10^{-4} \cdot 34) \cdot 34}{80 - 34} = 0,90 \text{ кДж/(кг·К),}$$

$$c_{p_2} = \frac{(0,8725 + 2,406 \cdot 10^{-4} \cdot 80) \cdot 80 - (0,8725 + 2,406 \cdot 10^{-4} \cdot (-63)) \cdot (-63)}{80 + 63} = 0,877$$

кДж/(кг·К)

12. Определяем действительную температуру газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$T_{kp}^0 = T_{kp} + \frac{\Delta h_{kp}}{c_{p_{kp}}} = 307 + \frac{2,22}{0,9} = 309,5 \text{ К,}$$

$$T_2^\partial = T_2 + \frac{\Delta h_2}{c_{p_2}} = 210 + \frac{7,095}{0,877} = 218 \text{ К.}$$

13. Определяем действительный удельный объем газа в минимальном и выходном сечениях сопла:

$$v_{кр}^\partial = \frac{R_M T_{кр}^\partial}{M_\varepsilon p_{кр}} = \frac{8314 \cdot 309,5}{44 \cdot 548 \cdot 10^3} = 0,107 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$v_2^\partial = \frac{R_M T_2^\partial}{M_\varepsilon p_{ср}} = \frac{8314 \cdot 218}{44 \cdot 10^5} = 0,412 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

14. Определяем площадь минимального и выходного сечений сопла:

$$f_{min} = \frac{m v_{кр}^\partial}{w_{кр}^\partial} = \frac{0,5 \cdot 0,107}{266} = 0,000201 \text{ м}^2,$$

$$f_2 = \frac{m v_2^\partial}{w_2^\partial} = \frac{0,5 \cdot 0,412}{475} = 0,0004337 \text{ м}^2.$$

15. Определяем диаметр минимального и выходного сечений сопла:

$$d_{min} = \sqrt{\frac{4 f_{min}}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,000201}{\pi}} = 0,016 \text{ м},$$

$$d_2 = \sqrt{\frac{4 f_2}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,0004337}{\pi}} = 0,023 \text{ м}.$$

16. Определяем длину расширяющейся части комбинированного сопла:

$$l = \frac{d_2 - d_{min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}} = \frac{0,023 - 0,016}{2 \operatorname{tg} \frac{10}{2}} = 0,04 \text{ м}.$$

где $\alpha = 10 \dots 12^\circ$ – угол раскрытия сопла.