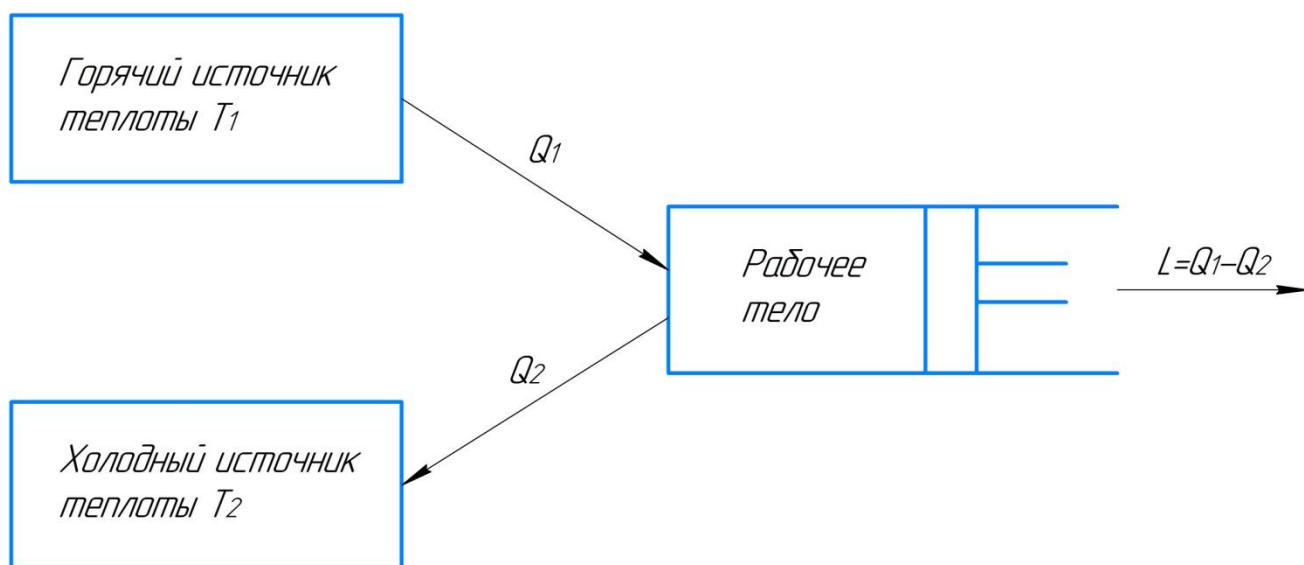


Ф. З. Габдрафиков

**ТЕХНИЧЕСКАЯ
ТЕРМОДИНАМИКА И ОСНОВЫ
ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА**



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

Ф.З. Габдрафиков

**ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И
ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА**
УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Рекомендовано научно-методическим советом ФГБОУ ВО
Башкирский ГАУ в качестве учебного пособия для
обучающихся по направлениям 13.04.01 и 13.03.01
Теплоэнергетика и теплотехника, 35.03.06 Агроинженерия.

Уфа

Башкирский ГАУ

2022

УДК 621.1:631

ББК 31.3873

Г 12

Рецензенты:

У. Ш. Шаяхметов - доктор технических наук, профессор, зав. кафедрой «Инженерной физики и физики материалов» ФГБОУ ВО «Башкирский государственный университет»

И.Г. Галиев - доктор технических наук, профессор кафедры «Эксплуатация и ремонт машин» ФГБОУ ВО «Казанский государственный аграрный университет»

Ф. З. Габдрафиков

Г12 Техническая термодинамика и основы теории теплообмена: учебное пособие/ Ф. З. Габдрафиков – Уфа: ФГБОУ ВО Башкирский ГАУ, 2022. -353с

ISBN 978-5-7456-0811-7

Изложены основные понятия и законы технической термодинамики и их применение в различных термодинамических процессах, в циклах поршневых двигателей внутреннего сгорания, холодильных машинах и паросиловых установках. Рассмотрены основы теории тепло- и массообмена, основные положения процессов переноса и распространения тепловой энергии, и их реализация в теплообменных аппаратах.

Для обучающихся аграрных вузов по направлению «Агроинженерия», «Теплоэнергетика и теплотехника».

ISBN 978-5-7456-0811-7

© Габдрафиков Ф. З., 2022

© Федеральное государственное бюджетное

образовательное учреждение высшего образования

«Башкирский ГАУ», 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	10
ВВЕДЕНИЕ.....	12
РАЗДЕЛ 1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА.....	14
ГЛАВА 1. ОСНОВЫ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ.....	14
1.1 Предмет и метод термодинамики.....	14
1.2 Термодинамическая система.....	15
1.3 Термодинамическое состояние системы.....	17
1.4 Основные термодинамические параметры состояния.....	17
1.5 Уравнение состояния идеального и реального газов.....	21
1.6 Термодинамический процесс.....	28
1.7 Газовые смеси.....	29
1.8 Теплоемкость газов и их смесей.....	31
Вопросы для самоконтроля.....	33
ГЛАВА 2 ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	36
2.1 Внутренняя энергия.....	34
2.2 Теплота и работа.....	38
2.3 Аналитическое выражение первого закона термодинамики. Энтальпия.....	42
Вопросы для самоконтроля.....	48
ГЛАВА 3 ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	49
3.1 Формулировки второго закона термодинамики.....	49
3.2 Прямой и обратимый цикл Карно.....	51
3.3 Обратный обратимый цикл Карно.....	54

3.4 Обобщенный цикл Карно. Регенерация теплоты.....	56
3.5 Математическое выражение второго закона термодинамики. Энтропия.....	58
3.6 Эксергия. Эксергический метод анализа теплоты.....	64
Вопросы для самоконтроля.....	69
ГЛАВА 4 ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ	
ИДЕАЛЬНЫХ И РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ.....	
4.1 Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах.....	70
4.2 Термодинамические процессы реальных газов.....	81
4.3 Влажный воздух.....	95
Вопросы для самоконтроля.....	109
ГЛАВА 5 ТЕРМОДИНАМИКА ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ.....	
5.1 Уравнение первого закона термодинамики для потока.....	110
5.2 Расчет процесса истечения с помощью диаграммы h,s водяного пара.....	113
5.3 Дросселирование газов и паров.....	117
5.4 Термодинамический анализ процессов в компрессорных машинах	120
Вопросы для самоконтроля.....	128
ГЛАВА 6 ИДЕАЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО	
СГОРАНИЯ (ДВС).....	
6.1 Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания.....	129
6.2 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме газа ($v = const$).....	130
6.3 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении газа ($p = const$).....	133

6.4 Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты ($p = const$) и ($v = const$).....	135
Вопросы для самоконтроля.....	140
ГЛАВА 7 ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК (ГТУ).....	141
7.1 Общие сведения.....	141
7.2 Циклы ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении газа ($p = const$).....	141
7.3 Циклы ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме газа ($v = const$).....	145
7.4 Пути повышения термического КПД ГТУ.....	147
Вопросы для самоконтроля.....	148
ГЛАВА 8 ЦИКЛЫ ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК.....	149
8.1 Цикл Карно насыщенного водяного пара.....	149
8.2 Цикл Ренкина на перегретом паре.....	150
8.3 Методы повышения КПД цикла Ренкина.....	154
Вопросы для самоконтроля.....	162
ГЛАВА 9 ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН.....	163
9.1 Классификация холодильных машин.....	163
9.2 Цикл воздушной холодильной машины.....	165
9.3 Цикл паровой компрессионной машины.....	166
9.4 Цикл абсорбционной холодильной машины.....	172
9.5 Цикл парожетторной холодильной установки.....	173
9.6 Тепловые насосы.....	174
Вопросы для самоконтроля.....	177
РАЗДЕЛ 2. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА.....	178
ГЛАВА 10 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНА.....	178

10.1 Способы передачи теплоты.....	178
10.2 Количественные характеристики переноса теплоты.....	179
Вопросы для самоконтроля.....	180
ГЛАВА 11 ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ.....	181
11.1 Основной закон теплопроводности.....	181
11.2 Дифференциальное уравнение теплопроводности.....	187
11.3 Условия однозначности для процессов теплопроводности.....	190
11.4 Перенос теплоты теплопроводностью при стационарном режиме	192
11.5 Теплопроводность тел с внутренним источником теплоты.....	203
11.6 Теплопроводность при нестационарном режиме.....	209
Вопросы для самоконтроля.....	219
ГЛАВА 12 КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН.....	221
12.1 Основной закон конвективного теплообмена.....	221
12.2 Физические свойства жидкостей.....	224
12.3 Понятие о гидродинамическом и тепловом пограничных слоях ...	226
12.4 Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена.....	231
12.5 Критерии гидромеханического и теплового подобия.....	235
12.6 Основы подобия конвективного теплообмена.....	237
12.7 Моделирование процессов конвективного теплообмена.....	240
Вопросы для самоконтроля.....	243
ГЛАВА 13 ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ДВИЖЕНИИ	244
ЖИДКОСТИ.....	244
13.1 Продольное обтекание поверхностей.....	244
13.2 Обтекание шара.....	245
13.3 Теплоотдача при поперечном обтекании труб.....	246

13.4 Теплоотдача при движении жидкости в трубах.....	251
13.5 Конвективный теплообмен через зернистый слой.....	255
Вопросы для самоконтроля.....	261
ГЛАВА 14 ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СВОБОДНОМ ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ.....	262
14.1 Теплоотдача при естественной конвекции.....	262
14.2 Критерии теплоотдачи при естественной конвекции.....	263
Вопросы для самоконтроля.....	268
ГЛАВА 15 ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ АГРЕГАТНОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА.....	269
15.1 Теплообмен при кипении.....	269
15.2 Теплообмен при конденсации пара.....	276
Вопросы для самоконтроля.....	291
ГЛАВА 16 МАССООБМЕН.....	292
16.1 Основные понятия и определения.....	292
16.2 Процессы тепло- и массоотдачи.....	295
16.3 Коэффициент молекулярной диффузии.....	300
Вопросы для самоконтроля.....	304
ГЛАВА 17 ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН.....	305
17.1 Основные понятия и определения.....	305
17.2 Основные законы теплового излучения.....	309
17.3 Лучистый теплообмен между двумя телами в лучепрозрачной среде.....	314
17.4 Экраны для защиты от излучения.....	317
17.5 Излучение и поглощение энергии газов.....	319

Вопросы для самоконтроля.....	323
ГЛАВА 18 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА.....	324
18.1 Сложный теплообмен.....	324
18.2 Теплопередача через плоскую стенку.....	325
18.3 Теплопередача через цилиндрическую стенку.....	327
18.4 Теплопередача через шаровую стенку.....	329
18.5 Теплопередача через ребристую стенку.....	330
18.6 Интенсификация теплопередачи.....	332
18.7 Тепловая изоляция. Критический диаметр.....	334
Вопросы для самоконтроля.....	339
ПРИЛОЖЕНИЯ.....	340
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	351

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эффективное использование тепловой энергии определяется не только использованием меньшего её количества для обеспечения установленного уровня в технологических процессах на производстве или в зданиях и помещениях, а полезное (рациональное) расходование теплоты.

Специалисту, работающему в агропромышленном комплексе и в других отраслях (транспорт, энергетика), приходится иметь дело с огромным кругом тепловых процессов и теплотехнического оборудования (процессы нагрева и охлаждения, тепло-, газо-, водо-снабжения, тепловые двигатели). Глубокое понимание инженерных основ технической термодинамики и теплообмена является основой развития энергосберегающих технологий и важным условием эффективного использования материальных и энергетических ресурсов, повышения технических и экономических показателей объектов эксплуатации в агропромышленном комплексе, в области эксплуатации и сервиса машинно-тракторных комплексов и автомобильного транспорта.

Учебное пособие разработано в соответствии образовательного стандарта высшего образования и рабочих программ дисциплин «Теплотехника» по направлению подготовки «Агроинженерия» и «Современные проблемы теплоэнергетики, теплотехники и теплотехнологий» по направлению подготовки «Теплоэнергетика и теплотехника».

В учебном пособии, как компонента учебно-методического комплекса «Теплотехника» и, в соответствии с требованиями к результатам освоения программы бакалавриата и обладания общепрофессиональными компетенциями, систематизированы и освещены вопросы теплотехники, которые наиболее актуальны для бакалавров по направлению «Агроинженерия». Рассмотрены вопросы технической термодинамики применительно к прикладной термодинамике. Подробно изложены основы теории тепло- и массообмена, основные положения процессов переноса тепловой энергии, в варианте для

улучшения компетенций магистров по направлению «Теплоэнергетика и теплотехника» для эффективного использования энергии.

Учебное пособие может быть рекомендовано обучающимся по направлениям подготовки «Эксплуатация транспортно-технологических машин и комплексов», «Наземные транспортно-технологические комплексы» и специалистам, работающим в областях теплоэнергетики и энергообеспечения предприятий.

Автор искренне благодарит за ценные замечания и советы рецензентов доктора технических наук профессора Шаяхметова У.Ш. и доктора технических наук профессора Галиева И.Г. и студентов энергетического факультета Курилев И.А., Якимова И.Р., Закирова Т.А. и Хакимжанова Р.С. за помощь в подготовке рукописи к изданию учебного пособия.

ВВЕДЕНИЕ

Основная часть всей используемой человечеством энергии приходится на ископаемые органические топлива. Это определяет роль теплотехники общинженерной дисциплины, изучающей методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты и связанных с этим аппаратов и устройств.

Одной из важнейших задач, стоящих перед народным хозяйством, является повышение эффективности использования энергии мобильных машин, стационарного оборудования и всемерной ее экономии.

Законы преобразования энергии, теория теплообменных процессов являются основными в технологических процессах, которые представляют собой сложный комплекс технических, биологических и других факторов, обеспечивающих условия жизнедеятельности.

Процессы получения, использования и передачи теплоты имеют место практически во всех технических устройствах и технологических процессах машин и оборудования.

Раскрытие закономерностей превращения тепловой энергии в механическую работу позволяет современному специалисту понять особенности и принципы работы тепловых машин, в частности, двигателей внутреннего сгорания, являющимися основными энергетическими средствами на мобильной технике и автотранспорте.

Для эффективного использования энергии в технологических процессах на производстве, эксплуатации зданий и помещений, при расчете энергетических установок различных типов для машинно-тракторного и автомобильного хозяйства, холодильных и турбокомпрессорных установок, проектирования технологических процессов выпускник по направлениям подготовки «Агроинженерия», «Теплоэнергетика и теплотехника» должен обладать профессиональными компетенциями, уметь правильно формировать и решать инженерные задачи с использованием законов термодинамики и основ теплообмена.

Изучение и освоение основ технической термодинамики и теории тепломассообмена позволит получить первоначальные знания и определить дальнейшее направление и способы наиболее эффективного и обоснованного использования теплоты по всем аспектам её использования.

РАЗДЕЛ 1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

ГЛАВА 1 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

1.1 Предмет и метод термодинамики

Отрасль техники, занимающаяся получением и использованием тепловой энергии называется **теплотехника**.

Теплоэнергетика- это отрасль теплотехники, занимающаяся преобразованием теплоты в другие виды энергии.

Теоретическим фундаментом теплотехники является техническая термодинамика, которая является теорией тепловых двигателей, аппаратов и устройств, применяемых в энергетике.

Термодинамика изучает законы превращения энергии в различных процессах в макроскопических системах, сопровождающихся тепловым эффектом.

Термодинамику различают:

- общую;
- техническую;
- химическую;
- различных физических явлений.

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимного превращения тепловой и механической энергии (превращение теплоты в работу). Техническая термодинамика является теоретической основой проектирования и расчёта тепловых двигателей, паровых и газовых турбин, реактивных и ракетных двигателей и всевозможного технологического оборудования. Термодинамика происходит от греческих слов (thermo) - «термо» (тепловое движение) и (dynamic) - «динамика» (его превращение, сила), то есть термин «термодинамика» означает, что теплота рассматривается как движущая сила различных тепловых процессов.

Термодинамический метод не требует привлечения модельных представлений о структуре вещества и является феноменологическим (рассматривает явления в целом).

В основу термодинамики положены три экспериментальных закона и уравнения состояния:

— **Первый закон (первое начало термодинамики) - закон сохранения и превращения энергии, количественное соотношение закона сохранения и превращения.**

— **Второй (второе начало) указывает направление протекания естественных явлений в природе (качественное соотношение).**

— **Третий (третье начало) утверждает, что абсолютный нуль температуры не достижим.**

1.2 Термодинамическая система

Термодинамическая система (ТДС) - совокупность материальных тел, находящихся в механическом и тепловом взаимодействии друг с другом и с окружающими систему внешними телами (внешней средой).

Тела, не входящие в систему - окружающая среда.

Система, отделяющая от окружающей среды - контрольная поверхность.

Механическое и тепловое взаимодействие термодинамической системы осуществляется через контрольную поверхность.

Простейшим примером может служить газ, находящийся в цилиндре с поршнем. Окружающей средой здесь является воздух, стенки цилиндра и поршень - контрольной поверхностью (рис. 1.1).

Термодинамическую систему различают по взаимодействию и по обмену теплоты с окружающей средой:

По взаимодействию рабочего тела с окружающей средой термодинамические системы бывают:

— **закрытой** - рабочее тело не переходит границу системы (простейший ДВС);

— **открытой** - происходит массообменное взаимодействие (турбина и пар).

По обмену теплоты с окружающей средой:

— **теплоизолированные (или адиабатные)** - не может обмениваться теплотой с окружающей средой (газ в сосуде с идеальной тепловой изоляцией);

— **изолированные (или замкнутые)**, не может обмениваться с внешней средой ни теплотой, ни веществом (рабочим телом).

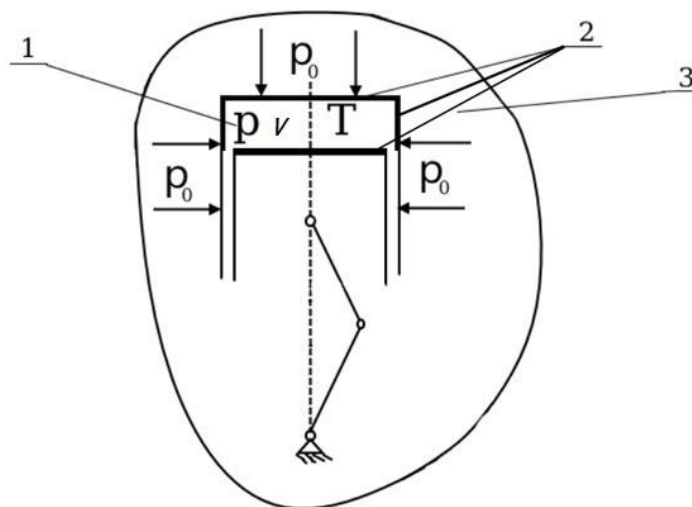


Рисунок 1.1 Термодинамическая система (газ, находящийся в цилиндре)

1 – рабочее тело; 2 – контрольная поверхность; 3 – окружающая среда; p, v, T – давление, удельный объём, температура (параметры рабочего тела), p_0 – давление окружающей среды

Простейшей термодинамической системой является рабочее тело, осуществляющее взаимодействие с окружающей средой.

Рабочее тело (Р.Т.) в теплотехнике – условное несменяемое материальное тело, расширяющееся при подводе теплоты и сжимающееся при охлаждении.

В теории рабочее тело обладает свойствами идеального газа. На практике рабочее тело теплового двигателя – продукты сгорания углеводородного топлива или водяной пар, имеющие высокие термодинамические параметры.

Механическая работа производится при перемещении поршня и сопровождается изменением объёма. Это перемещение осуществляется с помощью рабочего тела. Рабочим телом могут быть твёрдые тела, жидкости и газы.

1.3 Термодинамическое состояние системы

Состояние термодинамической системы может быть равновесным и неравновесным.

Если все параметры состояния и физические свойства постоянны во времени по всему объёму, то такое состояние системы называется равновесным.

Неравновесным называется такое состояние, когда между различными точками в системе существует градиенты параметров (температур, давлений, концентраций и т.д.), что приводит к возникновению потоков теплоты, вещества, стремящихся вернуть в систему в состояние равновесия. Изолированная система с течением времени всегда приходит в состояние равновесия и никогда самопроизвольно выйти из него не может. Процесс перехода из неравновесного состояния в равновесное называется релаксацией, а время перехода – временем релаксации.

1.4 Основные термодинамические параметры состояния

Свойства термодинамической системы характеризуется определёнными физическими величинами – параметрами состояния. Внутренние параметры – давление, температура, удельный объём, внутренняя энергия и другие – характеризуют внутреннее состояние системы, внешние – её координаты (положение) во внешних силовых полях и скорость.

Внутренние параметры подразделяются на интенсивные и экстенсивные. Значение интенсивных параметров не зависит от массы тела – это давление, удельный объём, температура, удельная энтальпия, удельная энтропия, удельная

внутренняя энергия. Экстенсивные параметры зависят от массы вещества в системе – это внутренняя энергия, энтальпия, энтропия и другие.

Давление, температура, удельный объем считаются основными и термическими параметрами состояния, а внутренняя энергия, энтальпия и энтропия – калорическими.

Для характеристики конкретных условий, в которых находится термодинамическая система, или процесса, идущего в системе необходимо прежде всего знать **абсолютное давление, абсолютную температуру и удельный объем.**

Давление (p) – физическая величина представляет собой отношение нормальной составляющей силы к поверхности, на которую действует сила:

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

где P - нормальная составляющая силы, Н; F – площадь поверхности, нормальной к действующей силе, м².

В соответствии с молекулярно-кинетической теорией давление газа определяется:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{mc^2}{2} \quad (1.2)$$

где n - число молекул в единице объёма; m - масса молекулы, кг; c - средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул, м/с.

В международной системе единицы (СИ) давление измеряется в паскалях ($1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$). Поскольку эта единица мала ($1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/с}^2 = 98066,5 \text{ Па}$) используется $1 \text{ кПа} = 1000 \text{ Па}$ и $1 \text{ мПа} = 10^6 \text{ Па}$.

Различают давления атмосферное, избыточное и разрежение (вакуум). Атмосферным называется давление атмосферного воздуха на уровне моря. За его единицу измерения принято давление столба ртути высотой 760 мм (физическая атмосфера, атм). Одна атм = 760 мм.рт.ст.. Давление, которое больше атмосферного, называют избыточным, а меньше – разреженным. Для измерения атмосферного давления применяются барометры, избыточного – манометры, разрежения – вакуумметры.

Параметром состояния является только абсолютное давление, которое входит в термодинамические уравнения.

$$p_{\text{изб}} = p - p_o \quad (1.3)$$

где $p_{\text{изб}}$ - избыточное давление, Па

p - атмосферное давление, Па

p_o - абсолютное давление, Па.

В технике применяются различные единицы измерения давлений. Соотношения между ними приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1 Соотношения между единицами измерения давления.

Единицы измерения давления	Бар	Паскаль Па, (Н/м ²)	Техническая атмосфера, атм (кг/см ²)	Миллиметры ртутного столба, мм.рт.ст	Миллиметры водяного столба, мм.вод.ст	Физическая атмосфера, атм
1 бар	1	10 ⁵	1,02	750	10200	0,987
1 Н/м ²	10 ⁻⁵	1	-	-	-	-
1 кг/см ²	0,981	98100	1	735,6	10000	0,968
1 мм.рт.ст	0,00133	133	0,001316	1	13,6	0,001316
1 мм. вод.ст.	9,81·10 ⁻⁵	9,81	9,68·10 ⁻⁵	0,0736	1	9,68·10 ⁻⁵
1 атм	1,013	101300	1,033	760	10330	1

При замере давления жидкостными приборами необходимо учесть коэффициент объемного расширения α рабочей жидкости вследствие изменения температуры. При таких замерах необходимо высоту столба жидкости приводить к 0⁰C по формуле:

$$h_0 = h(1 \pm \alpha t) \quad (1.4)$$

где h_0 -показание манометра (барометра), приведенное к 0⁰C; h - высота столба жидкости, наблюдаемая при t^0C ; $\alpha = 0,000172$ – объемный коэффициент расширения ртути.

Температура (T) – это скалярная величина, характеризует меру интенсивности теплового движения молекул с количественной стороны или степень нагретости тела с качественной стороны. Её численное значение однозначно связано с средней кинетической энергией идеального газа соотношением

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2} k \cdot T \quad (1.5)$$

где $k = 1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К - постоянная Больцмана(определяет связь между температурой и энергией); m - масса молекулы, кг; c - средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул, м/с; T - абсолютная температура, К.

В настоящее время используют две температурные шкалы.

Термодинамическая (абсолютная) шкала температур, основанная на втором законе термодинамики. Единицей измерения температур является Кельвин (К). Началом отсчета является $T = 0$ К. Абсолютная температура – величина всегда положительная. При температуре $T = 0$ К прекращается тепловое движение молекул и его прекращение приводит к нарушению закона сохранения материи. На практике широко применяется международная практическая температурная шкала (МПТШ), которая измеряет температуру в градусах Цельсия ($^{\circ}\text{C}$). За начало отсчета принимается температура таяния льда (0°C) и кипения воды $t_k = 100^{\circ}\text{C}$ при нормальном атмосферном давлении ($p = 760\text{мм.рт.ст}$). Разность показаний термометра в этих двух точках, деленная на 100, представляет собой 1°C .

В тройной точке, где жидкая, твердая и газообразная фазы находятся в устойчивом равновесии, температура в Кельвинах равна $T = 273,15$ К, а в градусах Цельсия $t = 0,01^{\circ}\text{C}$, и соотношение между ними будет:

$$T = 273,15 + t^{\circ}\text{C} \quad , K \quad (1.6)$$

Градус абсолютной шкалы равен градусу Цельсия, так что $\Delta T = \Delta t$.

Удельный объем (v , $\text{м}^3/\text{кг}$) - это объем единицы массы вещества, определяемая по уравнению:

$$v = \frac{V}{m}, \quad (1.7)$$

где m -масса однородного тела, кг; V - объем, занимаемый этим телом, м³.

Величина, обратная удельному объему, называется плотностью (ρ , кг/м³);

Это масса тела, содержащегося в единице объема:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1}{v}, \quad (1.8)$$

В технической термодинамике в основном используют нормальные физические условия.

Для сравнения величин, характеризующих системы в одинаковых состояниях, вводится понятие «нормальные условия»:

физические: $p = 760$ мм.рт.ст = 101,325 кПа; $T = 273,15$ К ($t = 0^\circ\text{C}$).

технические: $p = 735$ мм.рт.ст = 98 кПа; $T = 288,15$ К ($t = 15^\circ\text{C}$).

стандартные: $p = 760$ мм.рт.ст = 101,325 кПа; $T = 293,15$ К ($t = 20^\circ\text{C}$).

Любой параметр состояния является также функцией состояния, так как его изменение не зависит от вида процесса, а определяется лишь начальным и конечным состоянием.

1.5 Уравнения состояния идеального и реального газов

Для решения задач методами термодинамики необходимо знать уравнение состояния идеального газа. В технической термодинамике широко применяют понятие об идеальном газе. **Под идеальным газом понимают газ, у которого отсутствуют силы взаимодействия между молекулами, а молекулы не имеют объема, т.е. представляют собой материальные точки.** Реально такого газа нет, но введение понятия «идеальный газ» позволило составить простые математические зависимости между величинами, характеризующими состояние тела, и на основе законов для идеальных газов создать стройную теорию термодинамических процессов. Все реальные газы при высоких температурах и малых давлениях почти полностью подходят под понятие «идеальный газ» и

практически по свойствам не отличаются от него. Состояние идеального газа – это предельное состояние реального газа, когда давление стремится к нулю.

Функциональная связь между параметрами равновесной термодинамической системы называется уравнением состояния, а связь между давлением, абсолютной температурой и удельным объемом среды постоянного состава – термическим уравнением состояния вида:

$$f(p, v, T) = 0 \quad (1.9)$$

Существование этой зависимости между основными параметрами обусловлено тем, что величина каждого из них определяется положением и скоростями движения молекул для каждого отдельного состояния системы.

В уравнении (1.9) число независимых параметров, определяющих состояние системы, будет равно двум и ему можно придать другую форму:

$$p = f(v, T); \quad v = f(p, T); \quad T = f(v, p) \quad (1.10)$$

Если один из параметров системы из трех будет постоянной величиной, то переменных величин будет две, и точки изображающие состояние системы, будут лежать на одной плоскости, которая пересекает термодинамическую поверхность перпендикулярно к оси координат, на которой берется постоянная величина. Такие системы координат на плоскости называются диаграммами состояния вещества. **Наиболее в технической термодинамике применяются диаграммы с координатами pv, pT, vT, Ts, hs (s – энтропия; h – энтальпия).**

Конкретный вид уравнения состояния зависит от индивидуальных свойств вещества.

Уравнение состояния идеального газа. Теория уравнения состояния пока лишь разработана для идеального газа и для реальных газов при низких давлениях, имеющих небольшую плотность, когда силами межмолекулярного взаимодействия и объема молекул можно пренебречь.

Уравнение состояния для одного кг идеального газа впервые было получено Б. Клапейроном в 1834 году путем объединения законов Бойля-Мариотта и Гей-Люсака – $pv = const$.

Из уравнения (1.2) и (1.5) следует, что $p = nkT$. Учитывая, что в 1 кг газа содержится N молекул получим, что $n = N/v$, следовательно $pv = NkT$ или $pv/T = Nk = const$. Постоянная величина Nk , отнесенную к одному кг газа, обозначается буквой R и тогда **уравнение состояния идеального газа** примет следующий вид:

$$pv/T = R, \text{ или } pv = RT, \quad (1.11)$$

где R – удельная газовая постоянная, отнесенная к одному кг газа, Дж/(кг·К).

Газовая постоянная численно равна работе, которую выполняет один кг газа, если повысить его температуру на один Кельвин. Газовая постоянная не зависит от параметров газа, а зависит от его химического состава и структуры. Значения для различных газов приведены в справочниках. Рассмотрим уравнение Клапейрона для произвольной массы и одного кмолья газа:

Умножив правую и левую части уравнения (1.11) на массу m , получим **уравнение состояния для произвольной массы газа:**

$$pV = mRT, \quad (1.12)$$

где V – объем газа, м³.

Умножая правую и левую части уравнения (1.11) на молярную массу μ , получим:

$$pv\mu = \mu RT; pV_\mu = \mu RT \quad (1.13)$$

где V_μ - объем занимаемый одним молем газа, м³/моль; μR - универсальная газовая постоянная, Дж/(моль×К).

Уравнение 1.13 носит название **уравнения Менделеева-Клапейрона.**

В системе СИ за единицу количества вещества принят моль, равный количеству вещества системы, в которой содержится столько же структурных элементов, сколько атомов находится в 0,012 кг изотопа углерода, т.е. это есть количество вещества в граммах равный его молекулярной массе.

Молекулярной массой химически однородного вещества называется величина, равная отношению его массы к числу молей:

$$\mu = m/N, \quad (1.14)$$

где μ - молекулярная (молярная) масса, кг/моль; m -масса, кг; N – число молей в одном кг вещества.

Молярный объем вещества определяется отношением объема, занимаемого N молями вещества, к числу этих молей:

$$V_\mu = V/N, \quad (1.15)$$

где V_μ - молярный объем, м³/моль; V - объем вещества; м³.

Согласно закону Авогадро (1811г) в равных объемах различных идеальных газов при одинаковых температурах и давлениях содержится одинаковое число молекул ($N_n = 6,022 \times 10^{23}$ моль⁻¹). Из закона Авогадро следует, что при одинаковых температурах и давлениях плотности идеальных газов прямо пропорционально их молярным массам, т.е. $\rho_1/\rho_2 = \mu_1/\mu_2 = v_2/v_1$.

Отсюда следует, что при одинаковых физических условиях:

$$v * \mu = const.$$

Следовательно, **при одинаковых температурах и давлениях один моль различных идеальных газов занимает одинаковый объем.** Например, при нормальных физических условиях ($p_0=101325$ Па, $T_0 = 273,15$ К) объем одного моля любого идеального газа равен $V_\mu = 22,41 * 10^{-3}$ м³/моль = 22,41 м³/кмоль = 22,41 л.

Подставляя значение $V_\mu = \mu\vartheta = 22,4$ Дж/кмоль в соотношение (1.13) при нормальных физических условиях (P_0, T_0) находим:

$$\mu R = \frac{pV_\mu}{T} = \frac{101325 * 22,4}{273,15} = 8314 \text{ Дж}/(\text{кмоль} * \text{К}) \quad (1.16)$$

Универсальная газовая постоянная μR – это работа одного киломоля (моля) идеального газа при постоянном давлении при изменении его температуры на один градус.

Отсюда универсальное уравнение состояния для одного моля газа будет:

$$pV_\mu = 8.314T \quad (1.17)$$

Уравнение (1.17) было выведено Д. И. Менделеевым в 1874 г. и называется **уравнением состояния реальных газов.** В реальных газах в отличие от

идеальных существенны силы взаимодействия между молекулами и нельзя пренебречь собственным объемом молекул. С увеличением расстояния между молекулами силы притяжения уменьшаются, а с уменьшением – переходят в силы отталкивания, достигающие очень больших значений. Поэтому все результаты, полученные на основании законов для удельных газов, будут приближенными. В связи с этим возникла необходимость в разработке уравнения состояния, которое точно описывало бы состояние реального газа. Одно из таких уравнений было получено Ван-дер-Ваальсом в 1873 году и имеет вид:

$$RT = \left(p + \frac{\alpha}{\vartheta^2} \right) (\vartheta - b) \quad (1.18)$$

где α - коэффициент пропорциональности, зависящий от природы газ, не зависящий от параметров состояния; b -наименьший объем, до которого можно сжать реальный газ; $\frac{\alpha}{\vartheta^2} = P_{\text{моль}}$ -сила молекулярного притяжения примерно пропорциональная квадрату плотности газа, поэтому молекулярное давление обратно пропорционально квадрату удельного объема; $(\vartheta - b)$ – свободный объем для движения молекул.

Уравнение Ван-дер-Ваальса качественно верно отражает состояние реальных веществ в жидком и газообразном состояниях. Для двухфазных состояний оно неприменимо. Если в уравнении Ван-дер-Ваальса раскрыть скобки и расположить полученные величины по убывающим степеням ϑ , то получим уравнение третьей степени относительно удельного объема газа:

$$\rho\vartheta^3 - (b\rho + RT)\vartheta^2 + a\vartheta - ab = 0 \quad (1.19)$$

Данное уравнение имеет три корня при заданных значениях P и T . При этом возможны три случая:

- все три корня различны и действительны ;
- все три корня действительны и равны между собой;
- один корень действительный и два мнимых.

На диаграмме $p\vartheta$ изотермы, соответствующие уравнению Ван-дер-Ваальса будут иметь вид изображенных на рис.1.2. При сравнительно низких температурах изотермы в средней части имеют

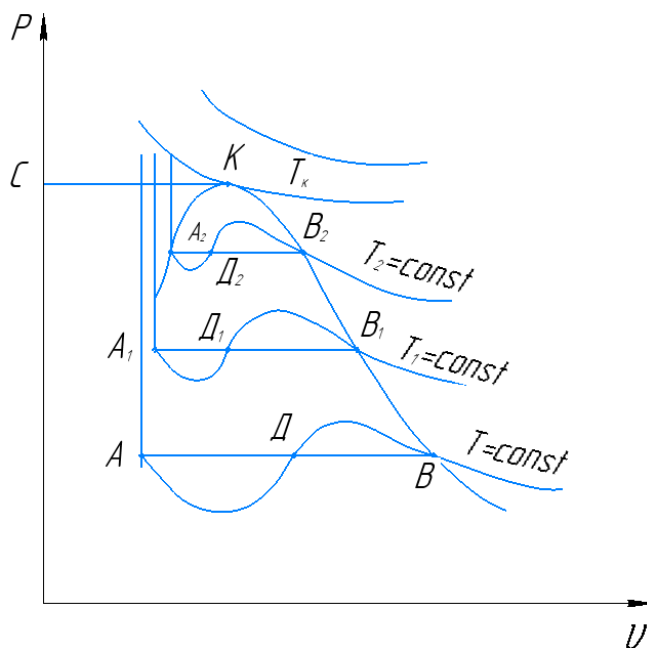


Рис.1.2 Изотермы по уравнению Ван-дер-Ваальса

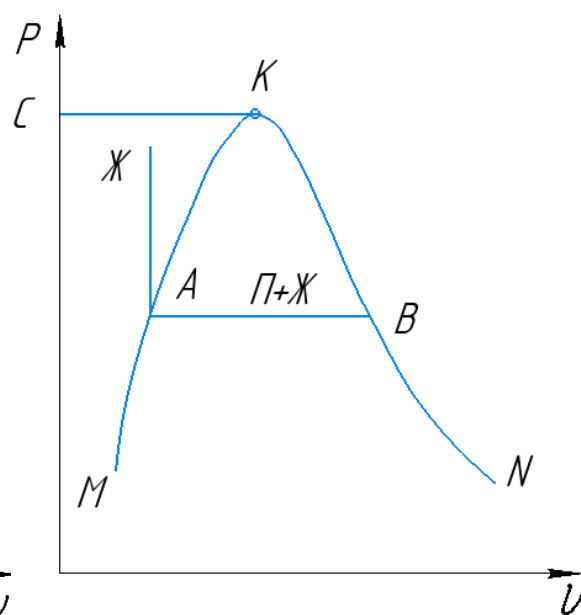


Рис.1.3 Диаграмма фазовых процессов: МК – кипящая жидкость; НК - сухой насыщенный пар; К – критическая точка.

волнообразный характер с максимумом и минимумом. При этом, чем выше температура, тем короче волнообразная часть изотермы. Изобара АВ, пересекающая изотерму, даёт три действительных значения удельного объёма в точках А,Д и В (три действительных корня различной величины).

Наибольший корень, равный удельному объёму в точке В, относится к парообразному состоянию вещества, а наименьший (точка А) – жидкому состоянию. Участок кривой между точками А и В существовать не может, так как уравнение Ван-дер-Ваальса неверно описывает двухфазное состояние систем.

Действительный процесс перехода из жидкого состояния в газообразное (парообразное) изображается прямой линией АВ. При этом точка А соответствует кипящей жидкости, а точка В - сухому насыщенному пару.

При температуре, называемой критической, изотерма не имеет волнообразного участка, есть лишь точка перегиба, касательная к которой является горизонталью. Все три корня уравнения Ван-дер-Ваальса действительны и равны между собой (точка К на рис. 1.2 и 1.3).

При температурах, выше критической, изотермы будут иметь монотонно спадающий характер, следовательно, в уравнении один действительный корень. Если соединить точки A_1, A_2, A_3 и т.д., то получим кривую кипящей жидкости (пограничная кривая жидкости АК). Кривая ВК называется пограничной кривой пара. Таким образом, на диаграмме $p\nu$ реального вещества имеем три характерные области:

- жидкое состояние, расположенное левее кривой АК;
- двухфазное состояние (жидкость + пар), расположенное между кривыми АК и ВК;
- перегретого пара, расположенную правее кривой ВК и выше точки К.

Критическое состояние вещества впервые было открыто Д. И. Менделеевым в 1864 году. Критическую температуру он назвал абсолютной температурой кипения, при которой поверхностное натяжение в жидкости становится равным нулю и не будет различия между жидким и парообразным состоянием вещества.

При больших давлениях уравнение Ван-дер-Ваальса даёт значительные неточности, так как не учитывает склонность молекул реального газа к ассоциации в отдельные группы, состоящие из двух, трех и более молекул. Большую склонность к ассоциации проявляют полярные молекулы водяного пара. Разработанная теория ассоциации молекул водяного пара М. П. Вукаловичем и И. И. Новиковым в 1939 году позволила получить довольно точное уравнение состояния реальных газов.

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT\left(1 - \frac{C}{vT^{\frac{3+2m}{2}}}\right), \quad (1.20)$$

где a и b – постоянные величины уравнения Ван-дер-Ваальса; C и m – постоянные, определяемые на основе опытов.

1.6 Термодинамический процесс.

Процесс изменения состояния термодинамической системы во времени при ее взаимодействии с окружающей средой называется термодинамическим процессом.

Все процессы, происходящие в термодинамической системе, могут быть **равновесными** и **неравновесными**. **Равновесными** называются такие процессы, когда система находится фактически все время в состоянии равновесия с окружающей средой. Если процесс протекает настолько медленно, что в каждый момент времени устанавливается равновесие с окружающей средой, его называют квазистатическим. Он обладает свойством обратимости.

Обратимым называется такой процесс, который в прямом и обратном направлениях проходит через одни и те же равновесные состояния не происходит остаточных изменений ни в самой системе, ни в окружающей среде.

Неравновесными называются такие процессы, при протекании которых системы не находятся в состоянии равновесия. Все реальные процессы, протекающие в природе, являются неравновесными и необратимыми. При протекании этих процессов с конечной скоростью в рабочем теле не успевает установиться состояние равновесия, а при проведении их в прямом и обратном направлениях либо система, либо окружающая среда не возвращаются в исходное состояние. Например, процесс теплообмена при конечной разности температур. Известно, что теплота всегда самопроизвольно переходит от тел с высокой температурой к телам с низкой температурой. Обратный процесс может быть осуществлен только путем затрат дополнительных энергии, вызывающих

остаточные изменения в окружающей среде. Все самопроизвольные, релаксационные процессы необратимы.

Термодинамика рассматривает равновесие состояния, так как только их можно описать количественно с помощью уравнений состояний. Лишь обратимые равновесные термодинамические процессы можно изображать графически (сплошной линией).

К термодинамическим процессам относится также круговой процесс или цикл. Циклом называется совокупность термодинамических процессов, возвращающих систему в первоначальное состояние. На диаграммах он изображается замкнутым контуром, вид которого определяется числом и формой составляющих его процессов.

Циклы, в результате которых получают работу, называются прямыми, а если затрачивают работу - обратными. По прямому циклу работают все тепловые двигатели, по обратному – холодильные машины.

В технической термодинамике для исследования термодинамических процессов и циклов наиболее часто применяются двухосную плоскостную систему координат.

1.7 Газовые смеси

На производстве редко используют отдельные газы, чаще используют смеси газов. **Смеси идеальных газов характеризуются тем, что в них каждый газ ведет себя независимо от других газов.** Это подтверждается законом Дальтона – каждый газ в смеси газов осуществляет парциальное давление. Парциальное давление отдельного газа газовой смеси – это такое давление, которое имел бы этот газ, находясь один в том же количестве, в том же объеме и при той же температуре, что и в смеси:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_i, \quad (1.21)$$

т.е. общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений этих газов.

Для характеристики смеси газов используют массовые и объемные доли.

Массовая доля - отношение массы данного газа (m_i) к общей массе смеси (m):

$$g_i = m_i/m. \quad (1.22)$$

Объемная доля – отношение объема отдельно взятого газа, входящего в состав смеси, (v_i) к общему объему смеси (v):

$$r_i = v_i/v. \quad (1.23)$$

Нетрудно заметить, что

$$\Sigma g_i = 1; \Sigma r_i = 1. \quad (1.24)$$

Зависимости между массовыми и объемными долями, полученные на основе закона Авогадро и уравнения Менделеева-Клапейрона (1.13), имеют следующий вид:

$$g_i = r_i \cdot R_{\text{СМ}}/R_i; r_i = g_i \cdot R_i/R_{\text{СМ}}. \quad (1.25)$$

Парциальное давление каждого газа, составляющего смесь, можно определить, зная объемную долю газа (r_i):

$$p_i = r_i \cdot p. \quad (1.26)$$

Установлено, что смеси идеальных газов полностью подчиняются законам идеальных газов. Их состояние характеризуется уравнением Клапейрона (1.11):

$$p \cdot V_{\text{СМ}} = m \cdot R_{\text{СМ}} \cdot T, \quad (1.27)$$

где $R_{\text{СМ}}$ – газовая постоянная смеси идеальных газов, Дж/(кг·К).

Для определения значения $R_{\text{СМ}}$ запишем уравнение Клапейрона для i – го газа:

$$p_i \cdot v_i = m_i \cdot R_i \cdot T. \quad (1.28)$$

Выразим массу каждого газа через массовую долю газа g_i и общую массу m и подставим в уравнение (1.28):

$$m_i = m \cdot g_i; p_i \cdot v_i = m \cdot g_i \cdot R_i \cdot T$$

Для смеси газов получим:

$$\Sigma p_i \cdot V_{\text{СМ}} = m \cdot T \cdot \Sigma(g_i \cdot R_i) \text{ или } P \cdot V_{\text{СМ}} = m \cdot T \cdot \Sigma(g_i \cdot R_i). \quad (1.29)$$

При сравнении уравнений (1.28) и (1.29) получим выражение для определения газовой постоянной смеси:

$$R_{\text{см}} = \Sigma(g_i \cdot R_i) \quad (1.30)$$

Газовая постоянная смеси равна алгебраической сумме произведений массовых долей газов, составляющих смесь, на их газовые постоянные.

Газовую постоянную смеси можно определить и через универсальную газовую постоянную:

$$R_{\text{см}} = \frac{8314}{\mu_{\text{см}}}; \quad R_{\text{см}} = 8314 \cdot \Sigma(g_i \cdot R_i),$$

где $\mu_{\text{см}}$ – молекулярная масса смеси газов, кг/моль.

Молекулярная масса смеси газов равна алгебраической сумме произведений объемных долей отдельных газов (r_i), входящих в смесь, на их молекулярные массы (μ_i):

$$\mu_{\text{см}} = \Sigma(r_i \cdot \mu_i). \quad (1.31)$$

1.8 Теплоемкость газов и их смесей

При одинаковом количестве теплоты, подведенной к различным телам, повышение температуры будет разным. Оно зависит от объема, количества вещества в системе. Это свойство характеризуется теплоемкостью.

Теплоемкость - это количество тепла, необходимое для нагрева тела на один кельвин(градус).

$$C = \frac{dQ}{dT}, \text{ Дж/К} \quad (1.32)$$

dQ – элементарное количество теплоты, Дж;

dT – элементарное изменение температуры, К.

Удельная теплоемкость – количество тепла, необходимое для нагревания единицы количества вещества на один кельвин. В зависимости от единиц измерения количества вещества различают:

- **массовую теплоемкость** – $C_m = \frac{C}{m}$, Дж/(кг·К);
- **объемную теплоемкость** – $C_v = \frac{C}{v}$, Дж/(м³·К);
- **мольную теплоемкость** – $C_\mu = \frac{C}{n}$, Дж/(кмоль·К).

где n – количество вещества (газа) в молях.

Между различными видами теплоемкостей существует следующая зависимость:

$$C_v = \frac{C_\mu}{22,4}; C_m = \frac{C_\mu}{\mu}; C = C_v/C_\mu. \quad (1.33)$$

Различают среднюю (C_{cp}) и истинную (C) теплоемкость:

$$C_{cp} = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1}, C = \lim \left(\frac{\Delta q}{\Delta t} \right) = \frac{dq}{dt} = dq/dT, \quad (1.34)$$

где q_{1-2} – теплота, подводимая к газу в процессе нагревания от температуры t_1 до температуры t_2 .

Истинная теплоемкость - первая производная от количества теплоты, подводимой в процессе нагрева к телу, по его температуре.

Теплоемкость газа не постоянна. Она зависит от температуры и давления. Влияние давления на теплоемкость газов незначительное, поэтому обычно учитывают только влияние температуры.

Зависимости средней теплоемкости от температуры:

- если тело нагревается от 0 до некоторой температуры t –

$$C_{cp} = a + b \cdot \frac{t}{2}; \quad (1.35)$$

- если тело нагревается от температуры t_1 до температуры t_2 –

$$C_{cp} = a + b \cdot (t_1 + t_2); \quad (1.36)$$

где a , b – коэффициенты, зависящие от природы газа, определяются экспериментально и приводятся в справочных таблицах.

Количество теплоты, необходимое на нагрев тела, можно определить следующим образом:

$$Q = m \cdot C_{cp} \cdot (t_2 - t_1). \quad (1.37)$$

Теплоемкость зависит от способа подвода теплоты к газу. Чаще всего используют два способа:

- при $V = const$ (изохорный процесс) – C_v ;
- при $p = const$ (изобарный процесс) – C_p ;

Теплоемкости при постоянном давлении и постоянном объеме связаны между собой уравнением Майера:

$$C_p = C_v + R, \quad (1.38)$$

где R – газовая постоянная, Дж/(кг·К).

Анализ уравнений (1.38) показывает, что во время нагревания газа при $p = const$ затрачивается теплоты больше, чем при $v = const$. В теплотехнике также широко применяется отношения теплоемкостей:

$$\frac{C_p}{C_v} = \kappa, \quad (1.39)$$

где κ – **показатель адиабаты, зависит от количества атомов в молекуле газа**: для одноатомных газов – $\kappa = 1,66$; для двухатомных газов – $\kappa = 1,44$; для трех- и многоатомных – $\kappa = 1,33$.

Значение теплоемкости приближенно можно рассчитать следующим образом:

$$C_v = \frac{R}{\kappa - 1}; \quad C_p = \frac{\kappa \cdot R}{\kappa - 1}. \quad (1.40)$$

Массовую C_m и объемную C_v теплоемкость газовых смесей определяют по формулам:

$$C_m = \Sigma(C_i \cdot g_i); \quad C_v = \Sigma(C_i \cdot r_i), \quad (1.41)$$

где C_i – массовая теплоемкость отдельного газа, Дж/(кг·К); g_i – массовые доли газов, составляющих смесь; C_v – объемная теплоемкость отдельного газа, Дж/(м³·К); r_i – объемные доли газов, составляющих смесь.

Вопросы для самоконтроля

- 1 Что такое термодинамическая система?
- 2 Какие термодинамические системы называются открытыми?
- 3 Что изучает техническая термодинамика?
- 4 Назовите основные параметры термодинамической системы.

5 Какой формулой выражается уравнение состояния газа для одного кг идеального газа?

6 Приведите уравнение состояния газа для произвольной массы газа.

7 Что называется термодинамическим процессом?

8 Определить удельный объём и плотность воздуха, если его масса 78 кг занимает объём 60 м^3 .

9 Как определяются приближенные значения теплоемкостей при постоянном объеме и постоянном давлении.

10 Определить массу воздуха поступившего в цилиндр с температурой 20°C при давлении 0,1 мПа. Размеры цилиндра: диаметр 0,11 м, ход поршня 0.12 м.

ГЛАВА 2 ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

2.1 Внутренняя энергия

Энергия является единой универсальной мерой различных форм движения и взаимодействия материи. Увеличение или уменьшение энергии системы означает изменение в ней движения в количественном и качественном соотношении.

Закон взаимосвязи между энергией и массой тела (фундаментальный закон природы) был предложен А. Эйнштейном в виде соотношения.

$$E = mv^2, \quad (2.1)$$

где E - полная энергия тела, имеющего массу m , Дж; m - масса тела, кг; v - скорость света, ($v = 3 \cdot 10^8$ м/с).

Масса тела, движущегося со скоростью C , определяется по формуле:

$$m = m_0 / \sqrt{\frac{c^2}{v^2}}, \quad (2.2)$$

где m_0 - масса покоя тела, кг.

Таким образом, масса и энергия увеличиваются или уменьшаются пропорционально квадратичной скорости света V^2 .

Масса m релятивистской частицы заметно отличается от массы m_0 только при скоростях $c \sim V$. При $c < 0,15V$ масса m больше m_0 менее чем на 1%.

Термодинамическая система в каждом состоянии обладает энергией E , включающей внешнюю энергию, состоящую из энергии движения системы $E_{\text{кин}}$, потенциальной $E_{\text{пот}}$ и внутренней энергии U :

$$E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} + U, \quad (2.3)$$

где $E_{\text{кин}}$ - кинетическая энергия системы; $E_{\text{пот}}$ - потенциальная энергия системы во внешних силовых полях; U - внутренняя энергия.

Кинетическая энергия тела массой m , движущейся со скоростью c , определяется работой, которую надо совершить, чтобы сообщить телу данную скорость и выглядит следующим образом:

$$E_{\text{кин}} = \frac{mc^2}{2}, \quad (2.4)$$

где m - масса вещества, кг; c - скорость движения тела, м/с.

Потенциальная энергия является энергией положения системы и её изменение равно работе, совершаемой над системой при перемещении её из одного места силового поля в другое.

Внутренняя энергия – это энергия, заключённая в системе. Она состоит из кинетической энергии поступательного, вращательного и колебательного движения молекул, потенциальной энергии их взаимодействия, энергии внутриатомных и внутриядерных движений частиц. Две последние составляющие в большинстве теплоэнергетических процессах остаются неизменными и над внутренней энергией в термодинамике понимают кинетическую и потенциальную энергии системы.

Внутренняя кинетическая энергия является однозначной функцией температуры, а потенциальная - однозначной функцией объёма, т.е. расстояния между молекулами. Поэтому внутренняя энергия есть некоторая однозначная функция двух независимых параметров, определяющих состояние системы:

$$U = f_1(p, V); \quad U = f_2(p, T); \quad U = f_3(V, T). \quad (2.5)$$

Внутренняя энергия зависит от массы тела, величина $U=U/m$ называется удельной внутренней энергией, измеряется в Дж/кг и представляет собой внутреннюю энергию единицы массы тела.

Учитывая, что внутренняя энергия является функцией состояния тела, а её изменение не зависит от характера процесса, то определяется лишь её значениями в начальном и конечном состояниях тела в следующем виде:

$$\Delta U = \int_1^2 dU = U_2 - U_1 \quad (2.6)$$

Внутренняя энергия – аддитивная величина, так как для сложной системы она определяется суммой энергии отдельных её частей.

$$U = \sum_{i=1}^n U_i , \quad (2.7)$$

где U_i - внутренняя энергия отдельных частиц системы, Дж.

Для большинства задач технической термодинамики важно не абсолютное значение внутренней энергии, а её изменение в термодинамическом процессе. Поэтому начало отсчета внутренней энергии выбирается произвольно. Например, за начало отсчета внутренней энергии принято считать при температуре $t=0^\circ\text{C}$.

Внутренняя энергия идеального газа не зависит от объема газа или давления, а определяется только его температурой, так как в нем отсутствуют силы взаимодействия между молекулами.

$$\Delta U = C_v dT, \quad (2.8)$$

$$\Delta U = C_v(T_2 - T_1), \quad (2.9)$$

где: C_v - теплоёмкость при постоянном объёме, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$; T_1, T_2 - температуры тела в начале и конце изменения состояния, К.

2.2 Теплота и работа

При протекании термодинамического процесса, тела, участвующие в нем, обмениваются между собой энергией. Передача энергии от одних тел к другому может происходить двумя способами: в форме теплоты или работы.

Передача энергии в форме теплоты между телами происходит за счет разности температур при их соприкосновении (теплопроводностью, конвекцией), либо на расстоянии посредством электромагнитных волн (излучением).

Теплота является микрофизическим способом передачи энергии, осуществляемая на молекулярном уровне между системой и окружающей средой и как любая форма энергии измеряется в Джоулях. Произвольное количество

теплоты принято обозначать буквой Q , а удельное, отнесённое к одному кг - q . Поведённая теплота считается положительной, а отведённая – отрицательной.

Второй способ - передача энергии в форме работы. Работа является количественной мерой передачи энергии одного тела к другому путём механического (расширение, сжатие) или теплового (охлаждение, нагрев) воздействия. Для этого тело должно двигаться в силовом поле либо изменять свой объём под воздействием внешнего давления.

В технической термодинамике большое значение имеет работа, совершаемая системой при изменении объёма.

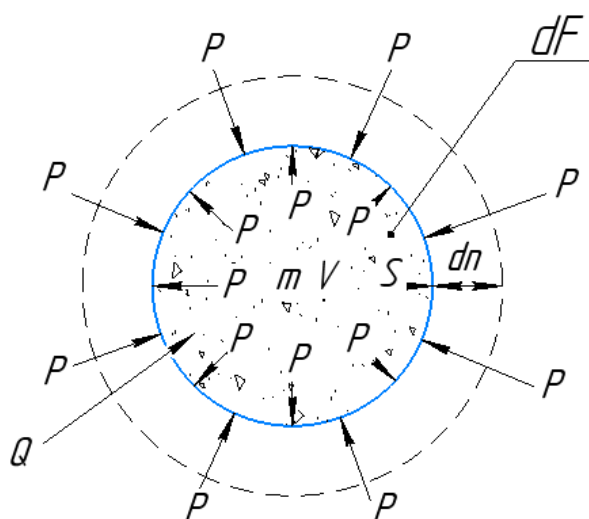


Рис 2.1 К определению работы изменения объёма

Пусть газ массой m кг и объёмом V м³ заключён в эластичную оболочку с поверхностью F и находится под постоянным давлением p . Рассмотрим равновесный процесс расширения, во время которого элементарная площадь dF оболочки перемещается по нормали к поверхности на расстояние dn . На перемещение каждой элементарной площади dF будет затрачена элементарная работа $dL = p dF dn$. Общую величину работы, совершенной в течение бесконечно малого процесса, получим, интегрируя данное выражение по всей поверхностями F оболочки:

$$dL = p \int_F dF dn \quad (2.10)$$

Из рисунка 2.1 видно, что изменение объёма dV выражается в виде интеграла по поверхности:

$$dV = \int_F dFdn \quad (2.11)$$

Если вместо $\int_F dFdn$ (уравнение 2.10) подставить его значение из уравнения (2.11) то получим:

$$dL = pdV \quad (2.12)$$

Уравнение (2.12) показывает, что **работа изменения объёма закрытой термодинамической системы равна произведению давления на приращение объёма**. Поскольку давление p - величина положительная, dL и dV всегда имеют одинаковые знаки:

если $dV > 0$, то и $dL > 0$, т.е. при расширении происходит отдача энергии в форме работы, тело затрачивает работу. **Затраченная работа считается положительной;**

если же $dV < 0$, то и $dL < 0$, т.е. при сжатии происходит получение энергии телом, над телом совершается работа. **Совершенная над телом работа считается отрицательной.**

Работа, отнесённая к одному кг массы рабочего тела, называется удельной работой и обозначается l .

$$l = \frac{L}{m}; \quad dl = \frac{dL}{m} = \frac{pdV}{m} = pd\left(\frac{V}{m}\right) = pdv \quad (2.13)$$

Величина удельной работы, совершаемой одним кг рабочего тела равна:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} pdv \quad (2.14)$$

Формула (2.8) справедливо только для равновесных процессов, когда давление рабочего тела равно давлению окружающей среды. Поскольку в общем случае давление p - переменная величина, то интегрирование возможно только тогда, когда известен закон изменения давления.

В технической термодинамике для исследования равновесных процессов широко используется pv - диаграмма, в которой осью абсцисс служит удельный объём v , а осью ординат давление p .

Из формулы (2.10), следует, что элементарная работа dL равно элементарный площади $p d\vartheta$, а работа всего процесса 1-2 будет равна площади под кривой этого процесса, т.е. площади $\vartheta_1 - 1 - 3 - 2 - \vartheta_2 - \vartheta_1$, которая определяется по уравнению (2.14).

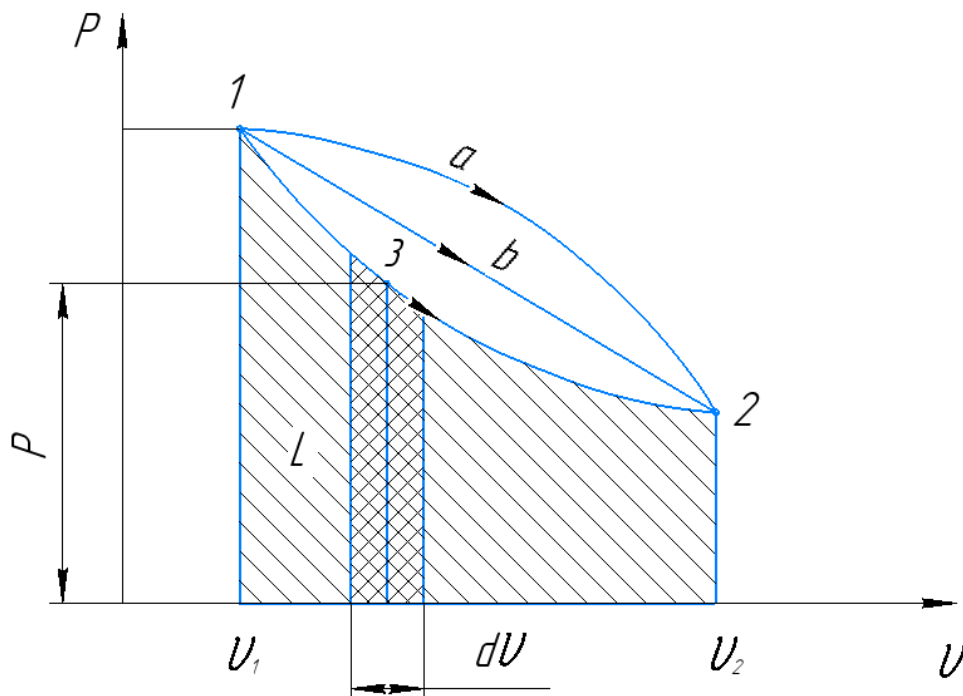


Рис.2.2 Графическое изображения расширения на P - V -диаграмме.

Каждому пути перехода системы из состояния 1 в состояние 2 (например, 1-2, 1a2,1b2) соответствует своя работа расширения, т.е. работа является функцией процесса, а не состояния, следовательно элементарная работа dL не является полным дифференциалом и параметром состояния.

Теплота и работа измеряются в Джоулях, а удельная теплота и удельная работа – Джоуль на кг (Дж/кг).

Таким образом, **теплота и работа являются двумя качественно и количественно различными формами передачи энергии от одних тел к другим.**

Работа представляет собой макрофизическую форму передачи энергии.

Теплота является микрофизической формой передачи энергии.

2.3 Аналитическое выражение первого закона термодинамики. Энтальпия

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым процессам.

Энергия не возникает из ничего и не исчезает, а переходит из одного вида в другое в строго равных друг другу количествах. При переходе механической энергии в теплоту её отношение к соответствующему количеству теплоты называется термическим эквивалентом работы, который равен $l = L/Q = 4,1668$ Дж/кал, если работа измеряется в Джоулях, а теплота в калориях. Если теплота и работа измеряются в Джоулях, то $l = 1$. Величина, обратная термическому эквиваленту работы, называется механическим эквивалентом теплоты $A = 1/l = Q/L$.

Невозможно построить периодически действующую машину, с помощью которой можно было бы совершить полезную работу без затраты энергии извне, т.е. получая энергию из ничего. Такое устройство называется вечным двигателем первого рода.

Выведем уравнение **первого закона термодинамики**. Для этого допустим, что к телу массой m и объемом V , имеющему температуру T и давление p , сообщается извне бесконечно малое количество теплоты dQ . В результате подвода теплоты тело нагревается на dT и увеличивается в объеме на dV . Повышение температуры тела приводит к возрастанию кинетической энергии, а увеличение объема потенциальной энергии частиц. В результате происходит увеличение внутренней энергии на dU и совершение механической работы dL против внешних сил. Так как никаких других изменений не происходит, то по закону сохранения энергии:

$$dQ = dU + dL, \quad (2.15)$$

т.е. теплота, сообщаемая системе, идёт на изменение внутренней энергии и на совершение внешней работы.

Полученное уравнение является **математическим выражением первого закона термодинамики I вида**.

Для системы, содержащей один кг рабочего тела:

$$dq = du + dl, \quad (2.16)$$

Проинтегрировав уравнения (2.15) и (2.16) для некоторого процесса, получим выражение первого закона термодинамики в интегральной форме:

$$Q = \Delta U + L; \quad q = \Delta u + l, \quad (2.17)$$

где $\Delta U = U_2 - U_1$, $\Delta u = U_2 - U_1$

Рассмотрим некоторые частные случаи уравнения (2.16):

1. $dq = 0$ - теплообмен с окружающей средой отсутствует. Процесс называется адиабатным. Для адиабатного процесса уравнение (2.16) принимает вид:

$$dl = -du \quad (2.18)$$

Следовательно, работа расширения системой в адиабатном процессе совершается за счёт уменьшения внутренней энергии. При адиабатном сжатии рабочего тела затрачиваемая работа идёт на увеличение внутренней энергии системы:

$$du = -dl \quad (2.19)$$

2. $dl = 0$ - при этом объём тела не изменяется. Такой процесс называется изохорным, для него:

$$dq = du \quad (2.20)$$

т.е. вся подведённая к системе теплота идёт на увеличение внутренней энергии системы.

3. $dq = 0$; $dl = 0$, т. е. система изолирована, тогда $dU = 0$, или $U = const$, так как дифференциал постоянно равен нулю. В изолированной системе внутренняя энергия системы не изменяется ($u = const$).

Для упрощения многих термодинамических расчётов введена функция теплосодержания H и h (для 1 кг), называемая, соответственно, **энтальпией** и **удельной энтальпией**:

$$H = U + pV, \quad (2.21)$$

$$h = u + pv, \quad (2.22)$$

Так как входящие в уравнения (2.21) и (2.22) величины являются функцией состояния, то и сама **энтальпия H** является **функцией состояния**, и может быть представлена в виде функции двух любых параметров состояния:

$$h = f_1(p, v); \quad h = f_2(p, T); \quad h = f_3(v, T).$$

Так же как внутренняя энергия, теплота и работа, энтальпия измеряется в джоулях (Дж), а удельная энтальпия в Дж/кг.

Энтальпия экстенсивная величина. Энтальпия сложной системы равно сумме энтальпий отдельных составляющих частей этой системы, т.е. :

$$H = \sum_{i=1}^n H_i , \quad (2.23)$$

Поскольку энтальпия является функцией состояния, dH является полным дифференциалом, и, следовательно, **изменение энтальпии в любом процессе не зависит от формы пути процесса, а определяется начальным и конечным состоянием тела.** Энтальпия идеального газа является функцией только температуры $H = f(T)$ и не зависит от объема и давления, так как силы взаимодействия между молекулами отсутствуют.

$$h = u + pv = U + RT \quad (2.24)$$

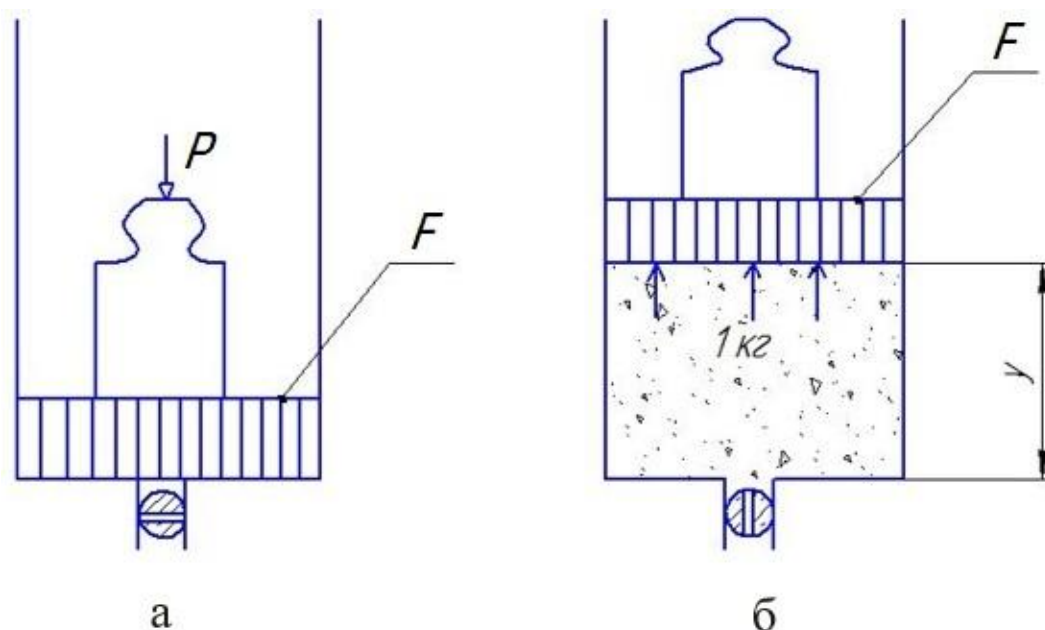


Рис. 2.3.Схема цилиндра с поршнем поверхностью F и с грузом P для определения физического смысла энтальпии.

Физический смысл энтальпии можно объяснить на следующем примере (рис.2.3). Пусть в цилиндре находится поршень площадью поверхности F и с грузом P . Открываем краник цилиндра и пускаем в него один кг газа с давлением p до уравнивания с грузом весом pF . При перемещении поршня с грузом на расстояние y газ совершает работу $L = p \cdot F \cdot y = pv$. Кроме того один кг газа обладает удельной внутренней энергией u . Полная энергия одного кг газа в цилиндре, состоящей из поршня с грузом складывается из внутренней энергии и потенциальной энергии:

$$u + pv = h \quad (2.25)$$

Следовательно, **энтальпия любой термодинамической системы равно сумме внутренней энергии системы и потенциальной энергии источника внешнего давления.**

Продифференцируем уравнение (2.22):

$$dh = du + d(pv) = du + pdv + vdp \quad (2.26)$$

Подставляем в уравнение (2.16) значение du из уравнения (2.26), а вместо dl его значение (2.13), тогда получаем:

$$dq = dh - pdv - vdp + pdv = dh - vdp, \quad (2.27)$$

где $-vdp = dl_0$ - располагаемая работа.

Интегрируя уравнение (2.27), находим:

$$q_{1-2} = h_2 - h_1 - \int_1^2 vdp, \quad (2.28)$$

Для вывода формулы располагаемой работы рассмотрим процесс (рис 2.4), протекающий в тепловом двигателе.

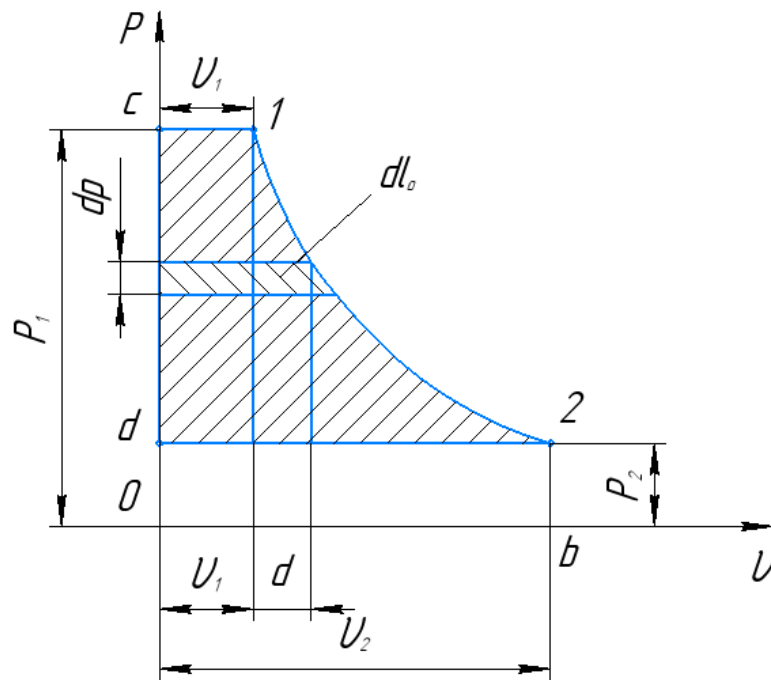


Рис.2.4 Изображение располагаемой работы в p - v - координатах

Для вывода формулы располагаемой работы рассмотрим процесс (Рис.2.4.), протекающий в тепловом двигателе, являющемся открытой термодинамической системой. В цилиндр двигателя подается рабочее тело массой один кг под давлением p_1 и удельным объемом v_1 . Работа, совершаемая внешней средой над рабочим телом, будет равна $l_{вт} = p_1 v_1$, т.е. площади $o-c-1-a$. Она называется работой вталкивания, является положительной, так как над газом совершается работа. Линия 1-2 является процессом расширения рабочего тела. Работа расширения равна $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ и площади 1-2-b-a на рисунке (2.4). Линия 2-d соответствует выталкиванию рабочего тела из цилиндра двигателя. Процесс протекает с затратой работы на преодоление внешнего давления p_2 . Работа $l_{выт} = p_2 v_2$ – отрицательна. Сумма работ $l_{пр} = p_1 v_1 - p_2 v_2$ называется работой проталкивания или работой вытеснения.

Алгебраическая сумма всех перечисленных работ графически равна заштрихованной площади $c-1-2-d$ (рис.2.4) и представляет собой располагаемую работу.

$$l_0 = p_1 v_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv - p_2 v_2 = l + (p_1 v_2 - p_2 v_2)$$

отсюда получим, что работа расширения

$$l = l_0 - p_1 v_1 + p_2 v_2 \quad (2.29)$$

Подставляя (2.29) в уравнение первого закона термодинамики $q = \Delta u + \omega$, получаем:

$$\begin{aligned} q &= u_2 - u_1 + p_2 v_2 - p_1 v_1 + l_0 = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + l_0 = \\ &= h_2 - h_1 + l_0 \end{aligned} \quad (2.30)$$

где h_1 и h_2 , соответственно, удельные энтальпии начального и конечного тела, Дж/кг.

Если продифференцируем уравнение (2.30), то получим уравнение первого закона термодинамики в виде:

$$dq = dh + dl_0 = dh - v dp \quad (2.31)$$

Уравнение (2.31) называется второй математической формой первого закона термодинамики.

Если в термодинамическом процессе давление остаётся постоянным, то уравнение (2.31) принимает вид:

$$dq = dh$$

Для конечного процесса:

$$q_{1-2} = h_2 - h_1.$$

Таким образом, в изобарных процессах измерение энтальпии равно количеству теплоты, принятой ими отданной системой.

В случае отсутствия теплообмена с окружающей средой ($dq = 0$, адиабатные процессы) уравнение (2.29) принимает вид:

$$dl_0 = -dh$$

или

$$l_0 = h_1 - h_2.$$

Следовательно, располагаемая работа:

$$l_0 = \int_{p_1}^{p_2} v dp = h_1 - h_2 \quad (2.32)$$

совершается за счёт разности энтальпий в начале и конце процесса при $dq = 0$.

Располагаемую работу, снимаемую с вала машин называют технической работой и обозначают $l_{\text{тех}}$.

Рассмотрим применение первого закона термодинамики к некоторым типам теплотехнического оборудования.

Для теплообменной аппаратуры давление остаётся постоянной, поэтому $w_0 = 0$, изменение скорости $c_2^2 - c_1^2 \ll q$, поэтому $q = h_2 - h_1$.

В тепловых двигателях обычно считают, что процесс протекает настолько быстро и теплообмен с внешней средой отсутствует $q = 0$, а $l_{\text{тех}} \gg c_2^2 - c_1^2$. В них рабочее тело работу производит за счёт уменьшения энтальпии, $l_0 = h_1 - h_2$.

Если процесс сжатия в компрессорах происходит без теплообмена с внешней средой ($q = 0$), а $c_1 \cong c_2$, то $l_{\text{тех}} = h_1 - h_2$. В компрессорах, в отличие от тепловых двигателей $h_1 < h_2$ и техническая работа в адиабатном компрессоре затрачивается на увеличение энтальпии газа.

Вопросы для самоконтроля

- 1 Как вычислить работу расширения газа?
- 2 Сформулируйте первый закон термодинамики для закрытых и систем.
- 3 Что такое энтальпия?
- 4 Как определяется внутренняя энергия идеального газа?
- 5 Что такое «располагаемая работа» и как она вычисляется?
- 6 Определить КПД двигателя мощностью 44 кВт при расходе 7,2 кг/ч. Теплоту сгорания топлива принять равной 40 МДж/кг.

ГЛАВА 3 ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

3.1 Формулировки второго закона термодинамики

Первый закон термодинамики устанавливает эквивалентность взаимных превращений теплоты и работы, взаимную связь между теплотой, внутренней энергией и работой изменения объёма, совершённой ею или совершаемой над нею окружающей средой, но не указывает направление происходящих превращений энергии. Ответ на эти вопросы даёт **второй закон термодинамики**. Этот закон устанавливает, что самопроизвольные процессы возможны лишь тогда, когда в термодинамической системе нет равновесия, и они направлены в сторону, когда система приближается к равновесному состоянию.

Таким образом, **второй закон термодинамики позволяет указать направление теплового потока и максимального возможный предел превращения теплоты в работу в тепловых машинах**. Чтобы выяснить его сущность, рассмотрим принципиальную схему теплового двигателя (рис.3.1).

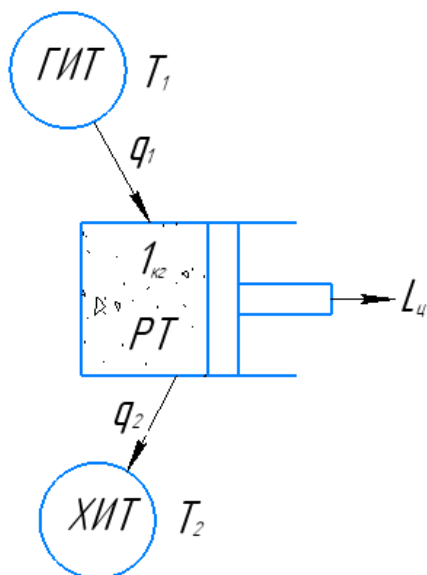


Рис.3.1 Принципиальная схема круговой тепловой машины

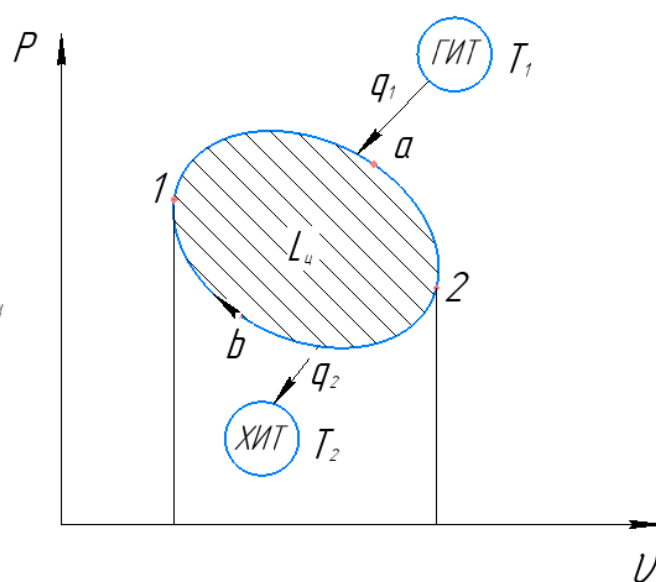


Рис.3.2 Произвольный V круговой цикл тепловой машины

Чтобы от тепловой машины получить полезную работу, необходимо иметь рабочее тело (РТ), два источника теплоты с разными температурами, верхний (горячий) источник теплоты (ГИТ), и нижний (холодный) источник теплоты (ХИТ). В существующих тепловых машинах в качестве ГИТ служит теплота от химической реакции горения топлива, или внутриядерные реакции, а в качестве ХИТ используется окружающая среда.

Рассмотрим круговой цикл (3.2) тепловой машины. При подводе теплоты с температурой T_1 от ГИТ к рабочему телу РТ происходит расширение 1 кг рабочего тела по линии 1-а-2. Рабочее тело совершает работу l_1 , равную площади 1-а-2-d-с. В непрерывно действующей тепловой машине не этот процесс должен повторяться многократно. Для этого нужно возвращать рабочее тело в первоначальное состояние так, чтобы затраченная работа l_2 на сжатие рабочего тела площадь с-1-b-2-d (рис. 2.1) должна быть меньше l_1 . При сжатии теплота q отводится от рабочего тела – процесс 2-b-1 должна лежать ниже кривой расширения 1-а-2.

Уравнение первого закона термодинамики для процессов 1-а-2 и 2-b-1 соответственно будет иметь:

$$q_1 = u_2 - u_1 + l_1, \quad (3.1)$$

$$-q_2 = u_1 - u_2 - l_2, \quad (3.2)$$

Работа сжатия l_2 и отводимая теплота q_2 считаются отрицательными величинами, поэтому берется со знаком «минус».

Сложив уравнения (3.1) и (3.2) получим:

$$q_1 - q_2 = l_1 - l_2 - l_{\text{ц}}, \quad (3.3)$$

где $l_{\text{ц}}$ - работа цикла 1-а-2-b-1, Дж/кг.

КПД цикла тепловой машины определяется по формуле:

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \quad (3.4)$$

Отношение работы, производимый двигателем за цикл, к количеству подведенной теплоты за этот цикл от верхнего источника,

называется термическим коэффициентом полезного действия и обозначается буквой η_t .

Термический КПД оценивает степень совершенства цикла теплового двигателя. Чем больше КПД, тем большая часть подведенной теплоты превращается в работу. Он всегда меньше единицы, так как не вся теплота, подведенная к рабочему телу, превращается в работу, часть её отводится в окружающую среду.

Из анализа работы тепловой машины можно дать следующие формулировки второго закона термодинамики:

Теплота не может самопроизвольно (без компенсации) переходить от менее нагретого тела к более нагретому (Р. Клаузиус 1891).

Для работы тепловой машины необходимо рабочее тело и разность температур (С. Карно 1824).

Вечный двигатель второго рода невозможен. Невозможна периодически действующая тепловая машина, единственным результатом действия которой было бы получение работы за счет отнятия тепла от некоторого источника. (В. Томсон 1851г).

В природе все тела стремятся от менее вероятного состояния к более вероятному (Л. Больцман).

Вечным двигателем второго рода называется тепловой двигатель, полностью превращающий, в работу всю полученную от ГИТ теплоту.

3.2 Прямой и обратимый цикл Карно.

Анализируя формулу термического коэффициента полезного действия цикла тепловой машины (3.4) можно заметить, что при уменьшении q_2 или увеличении q термический КПД η_t возрастает. Отсюда возникает вопрос- можно ли найти такой цикл, который обладал бы наибольшим КПД при соответствующем подборе отдельных процессов цикла.

Сади Карно в 1824 году в своей книге «Размышления о движущей силе огня и о машинах способных развивать эту силу» предложил идеальный цикл тепловых машин – цикл Карно. Он состоит из двух обратимых изотерм и двух обратимых адиабат.

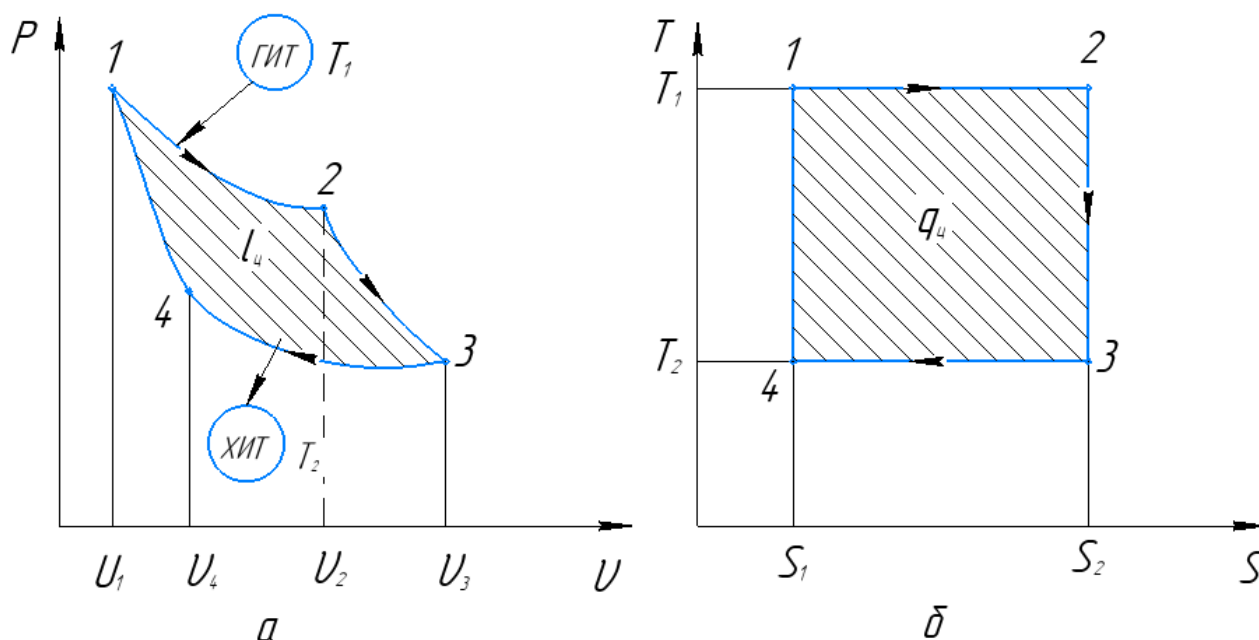


Рис.3.3 Цикл Карно в $p\nu$ (а) и T - S -координатах (б).

Изотермический и адиабатный процессы являются наиболее выгодными для получения работы, так как в изотермическом процессе температура остается постоянной и изменение внутренней энергии не происходит, в результате чего вся подведенная теплота превращается в работу. Адиабатный процесс протекает без теплообмена с окружающей средой и работа совершается за счет уменьшения внутренней энергии системы, что позволяет уменьшить температуру рабочего тела до температуры НИТ. По тем же соображениям сжатие проводим сначала по изотерме, а затем по адиабате до температуры ВИТ.

Рассмотрим процессы прямого обратимого цикла Карно. Процесс 1-2 – изотермическое расширение рабочего тела при подводе теплоты q_1 к 1 кг

рабочего тела от ВИТ с температурой T_1 . Количество работы l_1 , полученной в процессе 1-2 эквивалентно подведённой теплоте q и определяется по формуле:

$$l_1 = q_1 = T_1(S_2 - S_1) = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT_1}{v} dv = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}, \quad (3.5)$$

где S_1 и S_2 – соответственно удельные энтропии рабочего тела в начале и конце процесса, Дж/(кг*К).

Работа l_1 равна площади $v_1 1 2 v_2$ на диаграмме $p v$ (см.рис. 3.3а), а подведенная теплота – площадь $S_1 1 2 S_2$ на диаграмме $T s$ (см. рис. 3.3.б).

Процесс 2-3 – адиабатное расширение. Рабочее тело совершает работу, численно равную площади $v_1 2 3 v_2$ и определяется по формуле:

$$l_2 = \frac{R(T_1 - T_2)}{K - 1}, \quad (3.6)$$

где $K = \frac{C_p}{C_v}$ - показатель адиабаты; C_p и C_v , соответственно, удельные массовые теплоемкости газа при постоянном давлении и при постоянном объеме, Дж/(кг*К). Теплота не подводится и не отводится, поэтому на диаграмме процесс изображается линией 2-3.

В процессе 3-4 происходит изотермическое сжатие рабочего тела с отводом q_2 и НИТ с температурой T_2 . на сжатие газа затрачивается работа, численно равная площади $v_3 4 3 v_2$, эквивалентная отведенной теплоте q_2

$$l_3 = q_2 = T_2(S_2 - S_1) = -RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4} \quad (3.7)$$

В процессе адиабатного сжатия 4-1 газ нагревается до температуры T_1 , так как теплообмен с окружающей средой отсутствует. Работа, затрачиваемая на сжатие численно равно, площади $v_1 4 3 v_2$ и определяется по формуле:

$$l_4 = \frac{R(T_1 - T_2)}{K - 1}$$

Количество отведенной теплоты численно равно площади $S_1 4 5 S_2$ на диаграмме $T s$ (рис.3.3б)

Полезная работа цикла 1234 определяется алгебраической суммой работ, полученных или затраченных в его отдельных процессах. Суммируя работы в цикле, с учетом их знаков получаем:

$$l_{\text{ц}} = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + \frac{R(T_1+T_2)}{K-1} - RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4} - \frac{R(T_1-T_2)}{K-1} \quad (3.8)$$

Как видно из формулы (3.8) работы адиабатных процессах 2-3 и 4-1 одинаковы, но с разными знаками. Тогда, после формула (3.8) принимает вид

$$l_{\text{ц}} = q_1 - q_2 = R(T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4}) \quad (3.9)$$

Термический КПД любого цикла тепловой машины определяется по формуле (3.4)

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2(S_2 - S_1)}{T_1(S_2 - S_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (3.10)$$

Из формулы (3.7) видно, что термический КПД прямого обратимого цикла Карно зависит только от абсолютных температур горячего (ГИТ) и холодного (ХИТ) источников. Увеличить КПД цикла можно за счет увеличения температуры ГИТ, либо за счёт уменьшения температуры ХИТ.

Анализируя формулу (3.7) видим, что η_t может быть равен единице лишь в случаях, когда $T_1 \rightarrow \infty$ либо $T_2 = 0\text{K}$. Эти условия невозможно осуществить даже в идеальном цикле, так как температура ГИТ T_1 равная бесконечности, практически недостижима. Недостижима также температура ХИТ T_2 , равная абсолютному нулю. ($T_2 = 0\text{K} = -273,15^\circ\text{C}$).

Из формулы (3.7) видно, что при $T_2 = T_1$ $\eta_t = 0$, т.е. при равенстве температур ГИТ и ХИТ невозможно превратить теплоту в работу. Для работы тепловой машины необходимо разность температур.

3.3 Обратный обратимый цикл Карно.

Цикл Карно может протекать и в обратном направлении.

Рассмотрим обратимый обратный цикл Карно, изображенный на рис 3.4. В процессе 1-2 рабочее тело расширяется по адиабате с уменьшением температуры T_1 в точке 1 до T_2 в точке 2, совершая работу расширения за счет уменьшения внутренней энергии. Дальнейшее расширение происходит по изотерме 2-3 с подводом теплоты q_2 из холодного источника теплоты (ХИТ) с температурой T_2 . Далее рабочее тело подвергается сжатию по адиабате 3-4, и его температура повышается от T_1 до T_2 за счет увеличения внутренней энергии, а затем – по изотерме ($T_1 = const$).

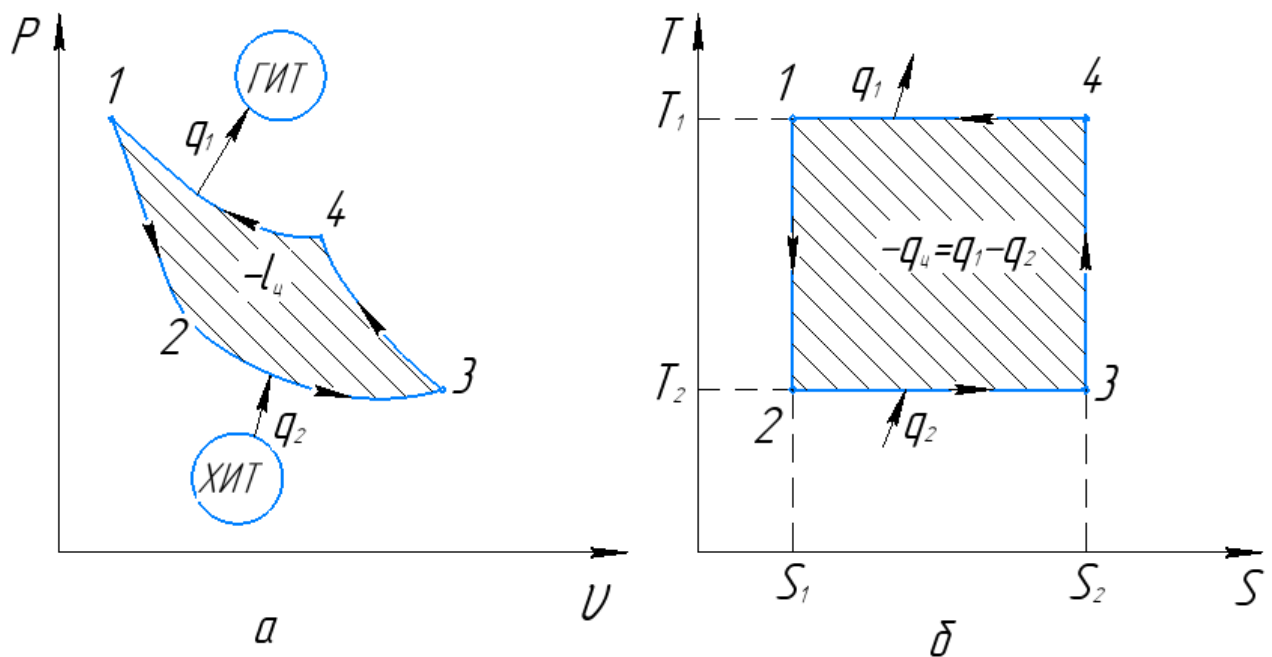


Рис 3.4. Обратный цикл Карно в $p\nu$ - и Ts - координатах

При изотермическом сжатии 4-1 от рабочего тела к ГИТ отводится теплота q_1 . На осуществление обратного цикла затрачивается удельная работа $l_{ц} = l_{рас} - l_{сж} = q_1 - q_2$, равная площади 1234 (рис. 3.4а), ограниченная контурами цикла. Работа сжатия по абсолютной величине больше работы расширения ($l_{сж} > l_{рас}$) и ($l_{ц} < 0$) будет отрицательной. Эта работа превращается в теплоту и вместе с теплотой q_2 передается к горячему источнику ГИТ.

$$q_1 = q_2 + l_{ц}, \quad (3.11)$$

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

Эффективность работы холодильной установки оценивается холодильным коэффициентом, определяемым как отношение количества теплоты, отнятой за цикл от охлаждаемого тела и переданной ГИТ, к затраченной работе:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{\text{ц}}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}, \quad (3.12)$$

Для обратного цикла Карно:

$$\varepsilon = \frac{T_2(S_3 - S_2)}{T_1(S_3 - S_2) - T_2(S_3 - S_2)} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}, \quad (3.13)$$

где S_2 и S_3 - соответственно удельные энтропии рабочего тела, Дж/(кг*К).

Холодильный коэффициент ε характеризует эффективность передачи теплоты от ХИТ к ГИТ. Он имеет наибольшее значение для обратимого обратного цикла Карно и зависит лишь от абсолютных температур T_1 и T_2 .

Холодильные установки можно использовать для отопления помещений, тогда они называются тепловыми насосами. Их эффективность оценивается отопительным коэффициентом (коэффициентом трансформации теплоты) φ , который определяется по формуле:

$$\varphi = \frac{q_1}{l_{\text{ц}}} = \frac{q_2 + l_{\text{ц}}}{l_{\text{ц}}} = \frac{q_2}{l_{\text{ц}}} + 1 = \varepsilon + 1, \quad (3.14)$$

Как видно из уравнения (3.14) коэффициент преобразования теплоты φ больше холодильного коэффициента на единицу.

3.4 Обобщенный цикл Карно. Регенерация теплоты.

При наличии двух источников теплоты с температурами T_1 ГИТ и T_2 ХИТ нельзя получить более высокий КПД, чем у обратимого прямого цикла Карно и холодильный коэффициент у обратимого обратного цикла Карно.

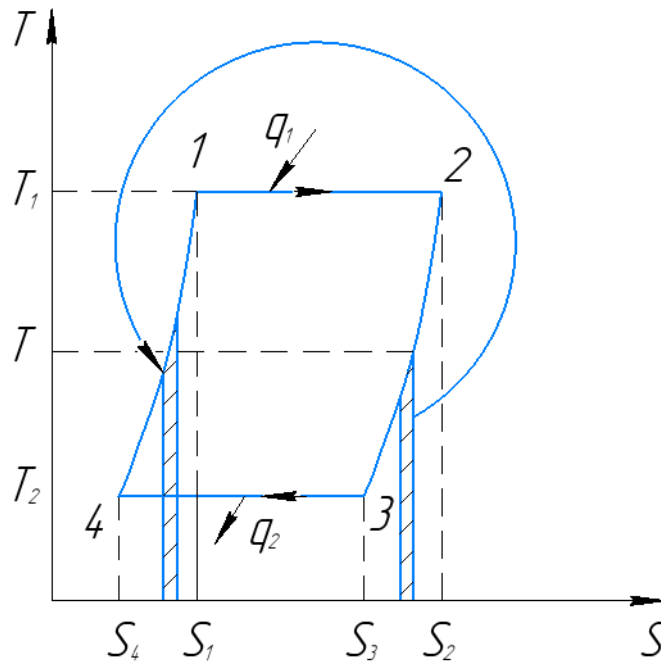


Рис.3.5 Обобщенный термодинамический цикл Карно.

Однако есть циклы, отличные от цикла Карно, но при некоторых дополнительных условиях имеющие термодинамический КПД, равный КПД прямого обратного цикла Карно.

На рисунке 3.5 изображен цикл 1234, состоящий из двух изотерм 1-2 и 3-4 и двух произвольных обратимых процессов 2-3 и 4-1, линии которых эквидистанты в горизонтальном направлении T_1 - S -диаграммы. Эквидистантными в термодинамике называют семейство линий, имеющих при одинаковых температурах равный угловой коэффициент.

В процессе 1-2 от ГИТ с температурой T_1 к рабочему телу 1 кг подводится удельная теплота $q_1 = T_1(S_2 - S_1)$. В процессе охлаждения 2-3 рабочее тело отдает удельное количество теплоты q_{2-3} , численно равное площади S_332S_2 . В процессе 3-4 рабочее тело изотермически сжимается, отдавая в ХИТ с температурой T_2 удельное количество теплоты $q_2 = T_2(S_3 - S_4)$. В процессе 4-1 оно поглощает количество теплоты q_{4-1} , равное площади S_441S_1 . Для равновесного охлаждения рабочего тела по линии 2-3 и нагревания по линии 4-1 нужно иметь бесконечно большое количество источников теплоты, температура которых отличалась бы друг от друга на бесконечно малую величину, чтобы

теплообмен между источниками теплоты и рабочим телом протекал обратимо. Однако процесс можно осуществить так, чтобы элементарная теплота dq , выделяющаяся при охлаждении рабочего тела при температуре T по линии 2-3, на нагрев тела при той же температуре по линии 4-1. Ввиду эквидистантности удельные теплоты q_{2-3} (площадь S_332S_1) и q_{4-1} (площадь S_441S_1) равны между собой, т.е. теплота, отданная при прогрессе 2-3, полностью воспринимается в процессе 4-1. В данном случае теплота переносится с одного участка цикла на другое. Такой процесс называется, регенерацией теплоты.

Термический КПД данного цикла

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(S_2 - S_1) - T_2(S_3 - S_4)}{T_1(S_2 - S_1)},$$

но $S_1 - S_4 = S_2 - S_3$ и $S_2 - S_1 = S_3 - S_4$ в следствие эквидистантности кривых 2-3 и 4-1, по этому

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

Таким образом, обратимые циклы, состоящие из двух изотерм и двух эквидистантных кривых, имеют КПД, равный КПД прямого обратимого цикла Карно. Они называются обобщенными (регенеративными) циклами Карно. В виду высокого КПД регенеративные циклы получили широкое распространение в теплоэнергетических установках.

3.5. Математическое выражение второго закона термодинамики.

Энтропия

В термодинамике большое распространение получил метод циклов, разработанный Клапейроном на основе идей Карно. До введения Гиббсом в 1870 году метода потенциалов только метод циклов позволяет устанавливать взаимосвязь между термодинамическими характеристиками процессов с участием теплоты и работы. Для математической формулировки второго закона термодинамики воспользуемся методом циклов.

Сравнивая формулы КПД прямого обратимого цикла Карно (см. формулу 3.7), получаем:

$$1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Отсюда :

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}, \quad (3.15)$$

Величина q/T называется приведенной теплотой. Из формулы (3.12) видно, что для прямого обратимого цикла Карно сумма приведенных теплот равно нулю.

$$\sum_{i=1}^n \frac{q_i}{T} = 0, \quad (3.16)$$

Можно показать, что цикл Карно всегда можно разделить на два или более циклов промежуточными адиабатами, так как промежуточные адиабаты проводятся в противоположных направлениях, и оба процесса по такой адиабате взаимно компенсируется (см. рис 3.6).

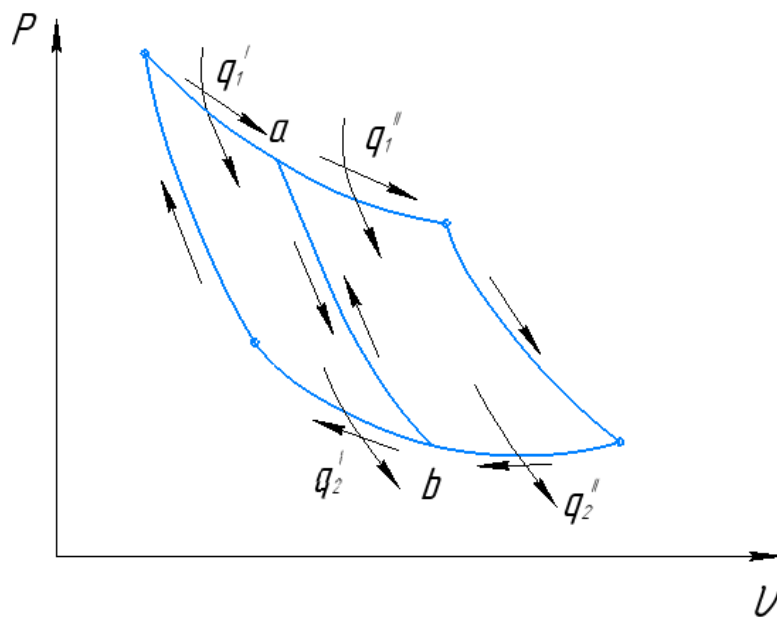


Рис.3.6 Схема разделения цикла Карно промежуточной адиабатой.

Разобьем цикл Карно на два цикла с помощью адиабаты a-b (рис. 3.6). Тогда теплоты q_1 и q_2 разделяются на части: $q_1 = q_1' + q_1''$, $q_2 = q_2' + q_2''$. Получаем два цикла Карно. Согласно уравнению (3.12):

$$\frac{q_1'}{T_1} = \frac{q_2'}{T_2}; \frac{q_1''}{T_1} = \frac{q_2''}{T_2}.$$

Сложив эти равенства, получим:

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}; \frac{q_1'}{T_1} = \frac{q_2'}{T_2}.$$

Для элементарных циклов Карно, в которых передаются бесконечно малые количества теплот q , dq_1 и dq_2 при конечной разности температур T_1 и T_2

$$\frac{dq_1}{T_1} = \frac{dq_2}{T_2}$$

Пользуясь возможностью разбиения циклов на части, любой произвольный обратимый цикл можно разбить на бесконечно большое число элементарных циклов Карно, соприкасающихся по адиабатам (рис. 3.7).

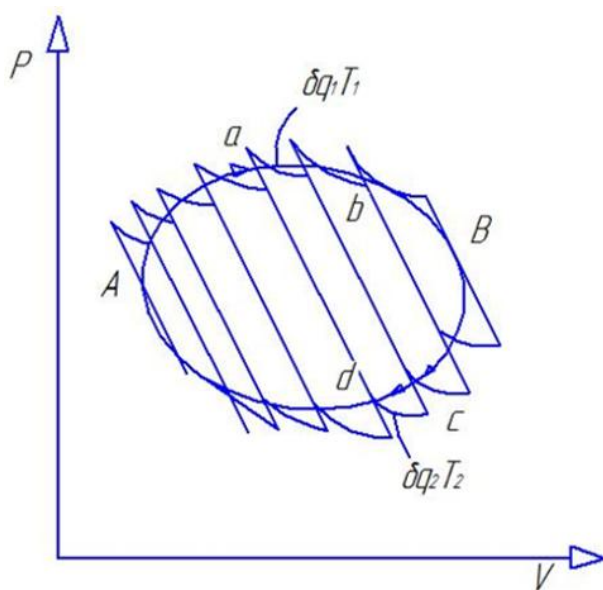


Рис.3.7 Схема представления произвольного обратимого цикла элементарными циклами Карно

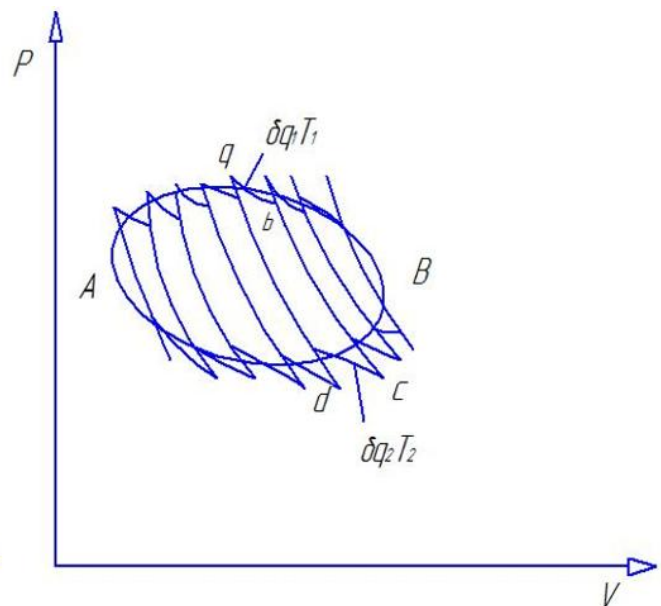


Рис.3.8 Схема представления произвольного необратимого цикла элементарными циклами Карно

При этом отрезки адиабат, лежащие внутри контура, взаимно компенсируются. Некоторая ошибка получается замены непрерывного контура ступенчатыми изотермами сверху и снизу, а также некомпенсированными отрезками адиабат, прилегающих к контуру. При переходе к пределу, когда $dq_1^{(i)}$ и $dq_2^{(i)}$ стремятся к нулю, эта ошибка может быть сколь угодно малой.

Для элементарного обратимого цикла Карно a-b-c-d, в котором передаются бесконечно малые количества элементарных теплот dq_1 и dq_2 при конечной разности температур T_1 и T_2 можно написать

$$\frac{dq_1}{T_1} = \frac{dq_2}{T_2}$$

С учетом того, что все процессы, расположенные выше адиабат, идут с подводом теплоты, а ниже адиабат с отводом теплоты для конечного числа элементарных циклов в пределе получим:

$$\int_A^B \frac{\delta q_1}{T_1} = \int_A^B \frac{\delta q_2}{T_2} \text{ или же } \int_A^B \frac{\delta q_1}{T_1} - \int_A^B \frac{\delta q_2}{T_2} = 0 \quad (3.17)$$

Из соотношения (3.14) следует, что алгебраическая сумма элементарных теплот для любого прямого обратимого цикла равно нулю. С учетом того, что в результате процессов возвращаемая в первоначально состояние (точка А), то круговой интеграл

$$\oint \frac{dq}{T} = 0 \quad (3.18)$$

Выражение (3.15) является первым интегралом Клаузиуса для любого обратимого цикла и не зависит от формы пути.

Так как интеграл по замкнутому контуру от $\frac{dq}{T}$ равен нулю, а измерение его не зависит от формы пути, поэтому бесконечно малая величина $\frac{dq}{T}$ является полным дифференциалом некоторой функции s параметров состояния

$$ds = \frac{dq}{T} \text{ и } ds = \frac{dQ}{T} \quad (3.19)$$

Эта функция состояния s называется энтропией (превращение), (Дж/К), S – удельной энтропией, Дж/(кг*К).

Энтропия – однозначная функция состояния системы (тела), равная в равновесном процессе количеству теплоты, сообщаемой системе, отнесенному к термодинамической температуре системы.

Она является экстенсивным (зависит от массы вещества) параметром состояния и в любом термодинамическом процессе полностью определяется начальным и конечным состоянием тела и не зависит от пути протекания.

Если из уравнения (3.19) возьмем неопределенный интеграл, получим общее выражение энтропии:

$$S = \int \frac{\delta Q}{T} + s_0, \quad (3.20)$$

где s_0 – константа, является неопределенной постоянной интегрирования. Абсолютное значение энтропии может быть найдена лишь в случае, когда будет известна неопределенная постоянная интегрирования.

Если, хотя бы один из процессов цикла является необратимым, то весь цикл считается необратимым. Рассмотрим произвольный необратимый цикл (рис. 3.8). Разбиваем необратимый цикл на бесконечно большое число элементарных циклов Карно, соприкасающихся по адиабатам. Термический КПД необратимого цикла всегда меньше термического КПД обратимого цикла вследствие потери энергии на преодоление сил трения, рассеяния теплоты в окружающую среду из-за разности температур.

Сравнивая термический КПД любого необратимого элементарного цикла η_t^H с термическим КПД элементарного обратимого цикла Карно η_t можно отметить, что:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1} > \eta_t^H = 1 - \frac{dq_2}{dq_1}, \text{ или } \frac{dq_2}{dq_1} > \frac{T_2}{T_1}.$$

$$\text{Отсюда } \frac{dq_1}{T_1} < \frac{dq_2}{T_2}.$$

Учитывая, что отведенная теплота имеет отрицательный знак, а подведенная теплота – положительный, можно записать:

$$\frac{dq_1}{T_1} + \frac{dq_2}{T_2} < 0$$

т.е. алгебраическая сумма приведенных теплот для необратимого элементарного цикла Карно меньше нуля. Переходя к сложению n количество элементарных циклов Карно можно записать:

$$\sum_{i=1}^n \frac{\delta q_1^i}{T_1} - \sum_{i=1}^n \frac{\delta q_2^i}{T_2} < 0.$$

Для конечного числа любых элементарных необратимых циклов в пределе получим:

$$\int_A^B \frac{dq_1}{T_1} - \int_B^A \frac{dq_2^H}{T_2} < 0.$$

Для всего контура цикла получим:

$$\oint \frac{dq}{T} < 0, \quad (3.21)$$

Выражение (3.21) является вторым интегралом Клаузиуса.

Объединяя выражения (3.18) и (3.21) находим

$$\oint \frac{dq}{T} \leq 0 \quad (3.22)$$

Уравнение (3.22) является общим математическим выражением второго закона термодинамики и указывает, что круговой интеграл для замкнутого контура меньше для необратимых или равен нулю для обратимых циклов.

Для обратимых процессов было доказано уравнение (3.19), что $ds = \frac{dq}{T}$, то для необратимых процессов из (3.20) получим:

$$ds > \frac{dq}{T}, \quad (3.23)$$

При протекании необратимых процессов всегда происходит возрастание энтропии.

В изолированной системе ($dq = 0$) формула (3.22) принимает вид:

$$ds \geq 0, \quad (3.24)$$

Если в адиабатно-изолированной системе при всех обратимых процессах энтропия остается постоянной ($s = const$), а при всех необратимых процессах – возрастает.

В связи с этим второй закон термодинамики по Клаузиусу можно сформулировать так: «Энтропия изолированной системы стремится к максимуму».

Энтропию определяют по следующим уравнениям для условий:

$$ds_1 = f_1(v, T), p = const \quad \Delta s = C_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right); \quad (3.25)$$

$$ds_2 = f_1(p, T), v = const \quad \Delta s = C_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right); \quad (3.26)$$

$$ds_3 = f_1(p, v), T = const \quad \Delta s = C_v \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) + C_p \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right). \quad (3.27)$$

3.6 Эксергия. Эксергический метод анализа теплоты.

Мера энергетических ресурсов системы, определяющая работоспособность вещества или энергии называется эксергией. Она является частным понятием, характеризующим пригодность энергии при заданных условиях окружающей среды.

Метод исследований, основанный на анализе потерь работоспособности в термодинамических процессах, называется эксергетическим методом. Он получил широкое распространение благодаря своей универсальности, позволяет сравнивать между собой любые виды энергии и на этой основе определить эффективность различных процессов её превращения.

В настоящее время в термодинамике для анализа энергетических превращений в технических системах используются два способа. Первый- метод анализа прямых и обратных циклов, которые на основе первого и второго закона термодинамики позволяют найти связи между количествами теплоты и работы (термический КПД и холодильный коэффициент), и параметрами состояния, сравнивать их с коэффициентами идеальных циклов. Второй- метод термодинамических потенциалов, который позволяет непосредственно найти величину любого вида работы в тех или иных условиях и оценить

работоспособность потоков энергии или вещества в любой точке рассматриваемой системы, независимо от её структуры и сложности.

При термодинамическом анализе теплоэнергетических установок часто приходится оценивать работоспособность той теплоты, которая преобразуется в работу в циклах. Максимальная работа, получаемая в цикле, при обратимом переходе рабочего тела из начального состояния в конечное состояние, находящееся в равновесии с окружающей средой, **называется работоспособностью, или эксергией.**

Максимальную работу, как известно, можно получить в тепловом двигателе, работающем по прямому обратимому циклу Карно.

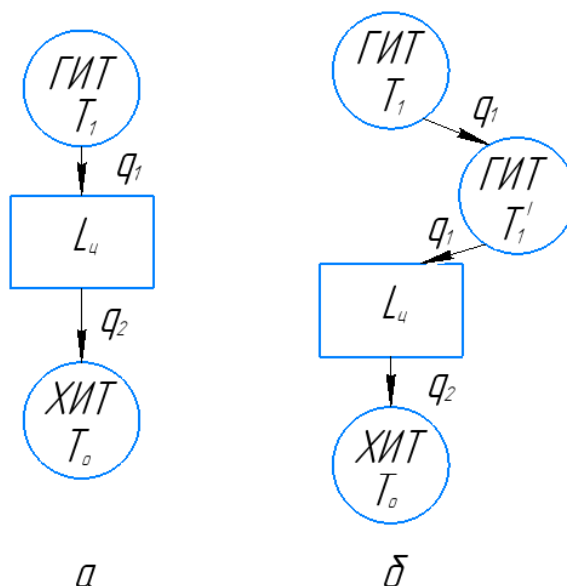


Рис. 3.9. Схема превращения теплоты в работу в обратимом (а) и необратимом (б) циклах Карно.

Его термический КПД запишем в виде:

$$\eta_t^{ко} = \frac{L_{ц\max}}{q_1} = 1 - \frac{T_0}{T_1}, \quad (3.28)$$

где $L_{ц\max}$ - максимальная работа цикла, $L_{ц\max} = q_1 - q_2$; T_1 - температура верхнего источника теплоты, T_0 - температура нижнего источника теплоты.

Максимальная работа из формулы (3.28) будет равно:

$$L_{ц\max} = e = q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1} \right), \quad (3.29)$$

где $(1 - \frac{T_0}{T_1})$ - коэффициент эксергетической ценности теплоты; e - удельная эксергия, Дж/кг. Формулу (3.29) можно записать в виде:

$$e = q_1 - T_0 \frac{q_1}{T_1} \quad (3.30)$$

Из формулы (3.30) видно, что для получения максимальной работы даже в идеальном обратимом прямом цикле Карно используется только часть подводимой теплоты q_1 . Другая её часть, равная $T_0 \frac{q_1}{T_1}$ рассеивается в окружающую среду. В реальном же процессе добавляются еще потери, возникающие вследствие его необратимости. Рассмотрим превращение теплоты в работу в прямом необратимом цикле Карно (рис 3.9 б).

Допустим, что удельная теплота q_1 от ГИТ с температурой T_1 передается промежуточному теплоносителю $T_1' < T_1$.

В результате энтропия ГИТ уменьшается на величину $S_1 = -\frac{q_1}{T_1}$. Энтропия промежуточного теплоносителя увеличивается на $S_1' = \frac{q_1}{T_1'}$. Из-за необратимости теплообмена $S_1 < S_1'$, энтропия всей системы возрастает:

$$\Delta S_{\text{необр}} = S_1 + S_1' = -\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_1}{T_1'} = \left(\frac{1}{T_1'} - \frac{1}{T_1}\right) q_1.$$

Полезную работу можно получить, осуществляя цикл Карно между промежуточным теплоносителем и окружающей средой:

$$L_{\text{ц}}^{\text{необр}} = \eta_t^k \text{необр} = q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1'}\right), \quad (3.31)$$

Уменьшение работы в результате необратимого теплообмена будет:

$$\begin{aligned} \Delta L &= L_{\text{ц max}} - L_{\text{ц}}^{\text{необр}} = q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) - \left(1 - \frac{T_0}{T_1'}\right) q_1 = q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_1} - 1 + \frac{T_0}{T_1'}\right) = \\ &= q_1 \left(\frac{T_0}{T_1'} - \frac{T_0}{T_1}\right) = T_0 \Delta S_{\text{необр}} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Уравнение (3.32) называется уравнением Гюи-Стодолы и показывает, что возрастание энтропии пропорционально уменьшению работоспособности системы при постоянной температуре (ХИТ) окружающей среды.

Действительная удельная реальная работа всегда меньше удельной энергии e т.е. :

$$e_{\text{необр}} = \left(q_1 - T_0 \left(\frac{q_1}{T_1} \right) - T_0 \Delta S_{\text{необр}} \right) < e \quad (3.33)$$

Часть теплоты, не превращающаяся в работу и равная величине $-\left(T_0 \left(\frac{q_1}{T_1} \right) - T_0 \Delta S_{\text{необр}} \right)$ называется анергией.

Анергия – это потеря эксергии, равная произведению температуры ХИТ на сумму приращения энтропии всех тел, участвующих в процессе.

Согласно первому закону термодинамики – сумма эксергии и анергии в любом процессе остается постоянной. Эксергия остается постоянной лишь в обратимых процессах, а в необратимых она уменьшается, превращаясь в анергию.

Как видно из формул (3.29) и (3.30), эксергия зависит от температур энергоносителя (ГИТ) и окружающей среды (ХИТ).

Для количественной оценки степени термодинамического совершенства тепловых аппаратов используется эксергетический КПД η_e , представляющий собой отношение использованной эксергии к подведенной. Например, для теплового двигателя:

$$\eta_e = \frac{L_{\text{тех}}}{e' - e'' + e}, \quad (3.34)$$

где $L_{\text{тех}}$ - техническая работа 1 кг рабочего тела, снимаемая с вала машины, ($L_{\text{тех}} = L_{\text{рас}}$) Дж/кг; e' и e'' – соответственно эксергия входа и выхода рабочего тела в тепловой двигатель Дж/кг; e - эксергия подведенной теплоты q_1 - по формуле (3.26) Дж/кг.

В том случае, когда в тепловом аппарате полезная техническая работа не производится, например, для теплообменников:

$$\eta_e = \frac{e''}{e'}, \quad (3.35)$$

Эксергетический КПД позволяет учесть потери только из-за необратимости процессов, так как лишь в них происходит потеря эксергии. Поэтому для анализа всех обратимых циклов он неприменим – во всех этих случаях $\eta_e = 1$. Тем не менее, эксергетический метод анализа необратимых процессов в последнее время получил широкое распространение. Он позволяет проанализировать качественную сторону превращения теплоты в работу, выявить причины и рассчитать потери работоспособности рабочего тела и теплоты, а значит, и предложить методы их устранения.

Обычно тепловые потери выявляют путем составления теплового баланса установок, т.е. исследуют, какая часть теплоты превращается в работу, а какая выбрасывается неиспользованным. Однако такой баланс дает лишь количественную картину распределения потерь. Потенциал этой сбрасываемой теплоты, её способность ещё совершать какую-либо техническую работу методом тепловых балансов не дает. В таких случаях наиболее целесообразно составить эксергетический баланс.

Пример 3.1. В топке парового котла сжигается Воркутинский каменный уголь марки О с низшей теплотой сгорания $Q_H = 20,28$ кДж/кг. Температура горения в топке 1200°C , температура пара 400°C . Определить эксергию продуктов сгорания топлива, полученного пара, эксергетический КПД $\eta_{ет}$ топки и котельного агрегата $\eta_{ек}$.

Решение. Максимальная полезная удельная работа L_{max} при горении 1 кг топлива определяется соотношением Гиббса-Гельмгольца, получаемым в химической термодинамике и для большинства ископаемых органических топлив $L_{max} = e_{ц} = Q_i^z$.

Удельную эксергию продуктов сгорания $e_{п.с.}$ и вырабатываемого пара $e_{п}$ определяем по формуле (3.29):

$$e_{п.с.} = Q_H \left(1 - \frac{T_0}{T_2} \right) = 20,28 \left(1 - \frac{298,15}{1473,15} \right) = 16,175 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}};$$

$$e_{п} = Q_H \left(1 - \frac{T_0}{T_{п}} \right) = 20,28 \left(1 - \frac{298,15}{673,15} \right) = 11,30 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Эксергетический КПД топки равно:

$$\eta_{ет} = \frac{e_{п.с}}{e_{ц}} = \frac{e_{п.с}}{Q_H} = \frac{16,175}{20,28} = 0,80.$$

Эксергетический КПД котельного агрегата:

$$\eta_{e.k.a} = \frac{e_{п}}{Q_H} = \frac{11,30}{20,28} = 0,56.$$

При получении пара заданных параметров топлива потеряла 44% работоспособности.

Вопросы для самоконтроля

- 1 Какие круговые процессы называются прямыми и обратными?
- 2 Какие основные формулировки второго закона термодинамики?
- 3 Напишите математическое выражение второго закона термодинамики.
- 4 Дайте определение энтропии.
- 5 Из каких термодинамических процессов состоит прямой и обратный обратимые циклы Карно?
- 6 Приведите циклы Карно в p, V и T, S координатах.
- 7 Дайте определение эксергии и анергии.
- 8 Определить энтропию 5 кг воздуха при давлении 0,5 МПа и температуре 300°C по отношению к нормальным условиям. Теплоёмкость считать постоянной.

ГЛАВА 4 ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ И РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

4.1 Термодинамические процессы идеальных газов в закрытых системах.

В зависимости от условий протекания термодинамические процессы различаются многообразием видов. Основными процессами в технической термодинамике являются **изохорный, протекающий при постоянном объеме ($V = const$)**; **изобарный, протекающий при постоянном давлении ($p = const$)**; **изотермический, протекающий при постоянной температуре ($T = const$)**; **адиабатный, протекающий без теплообмена с окружающей средой ($\delta q = 0$)**; **политропный - обобщающий процесс, удовлетворяющий уравнению $pv^n = const$.**

Исследование термодинамических процессов, не зависимо от их особенностей, проводится в следующем порядке:

выводится уравнение процесса, устанавливающее связь между начальными и конечными параметрами рабочего тела в данном процессе;

вычисляется работа изменения объема и располагаемая работа рабочего тела;

определяется количество теплоты, участвующее в процессе;

определяется изменение внутренней энергии, энтальпии и энтропии системы в термодинамическом процессе.

Изохорный процесс. При изохорном процессе (рис. 4.1) выполняется условие $v = const$ - уравнение процесса. Из уравнения состояния идеального газа (1.11) следует, что $\frac{p}{T} = \frac{R}{v} = const$, т.е. **давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре (закон Шарля)**

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (4.1)$$

Уравнение (4.1) является параметрическим уравнением процесса.

Работа изменения объема в этом процессе равна нулю, так как $dv=0$;
 $L = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0$;

Располагаемая работа:

$$L_{\text{рас}} = - \int_{P_1}^{P_2} v dp = L(P_1 - P_2) \quad (4.2)$$

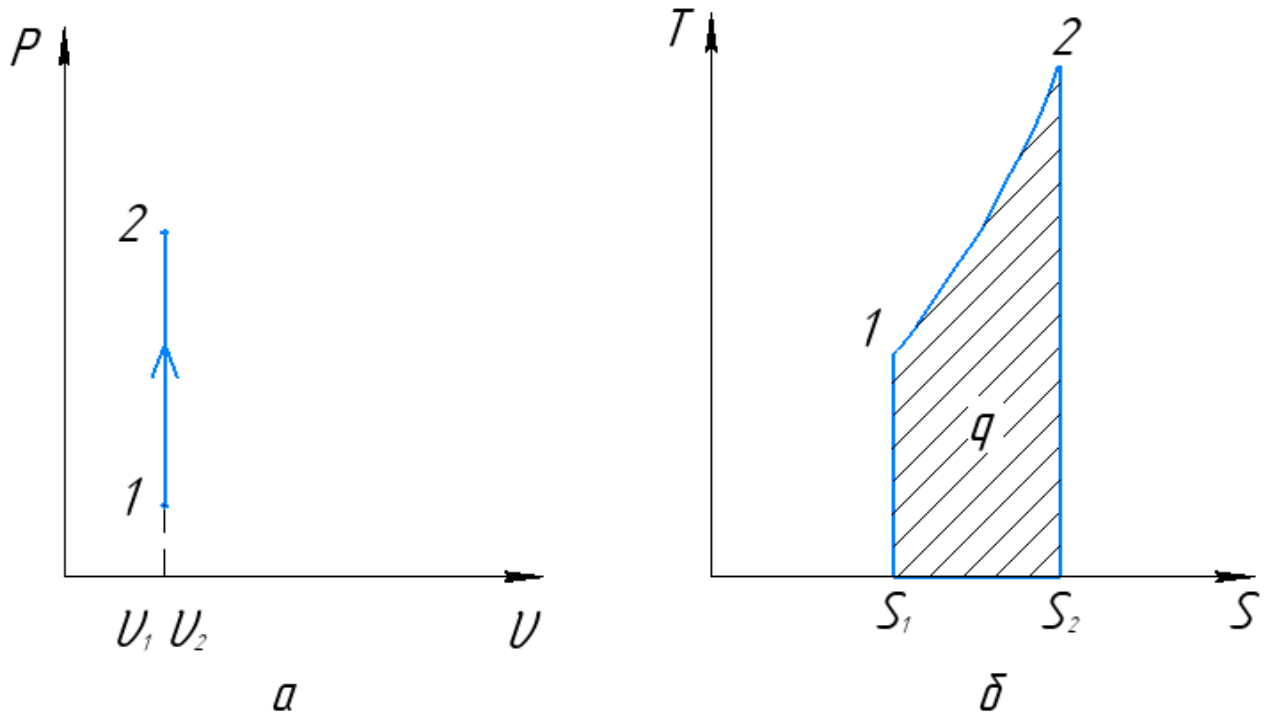


Рис.4.1 Изображение изохорного процесса в $p_1 v$ -(а) и $T_1 S$ -(б) координатах.

Количество теплоты, участвующее в процессе 1,2 при $c_v = const$ определяется соотношением

$$q_v = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v(T_2 - T_1) \quad (4.3)$$

при переменной теплоемкости

$$q_v = \bar{c}_v|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_v|_0^{t_1} t_1 = \bar{c}_v|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1), \quad (4.4)$$

где $\bar{c}_v|_{t_1}^{t_2}$ - средняя удельная массовая теплоемкость при постоянном объеме в пределах температур от t_1 , до t_2 „Дж/(кг*К).

Так как работа изменения объема равно нулю, то в соответствии с первым законом термодинамики $\Delta u = q_v$. (см.4.3 и 4.4). Поскольку внутренняя энергия

является функцией состояния, то формулы $\Delta u = \bar{c}_v(T_2 - T_1)$ или $\Delta u = \bar{c}_v|_{t_1}^{t_2}(t_2 - t_1)$ справедливы для любого термодинамического процесса, идеального газа.

Изменение энтальпии для идеального газа с учетом уравнения (2.21) и (1.11) получим:

$$dh = du + d(pv) = c_v dT + R dT = (c_v + R)dT = c_p dT, \quad (4.5)$$

где $c_p = c_v + R$ - удельная массовая теплоемкость газа при постоянном объеме, Дж/(кг*К), определяемая по уравнению Майера. При переходе из состояния 1 в состояние 2.

$$h_2 - h_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p(T_2 - T_1) \quad (4.6)$$

Изменение энтропии в изохорном процессе определяем по формуле

$$S_2 - S_1 = \int_{S_1}^{S_2} \frac{dq_v}{T} = \int_{S_1}^{S_2} \frac{c_v dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.7)$$

Как видно из уравнения (4.7) зависимость энтропии от температуры в изохорном процессе при $c_v = const$ имеет логарифмический характер, а площадь $12S_2S_1$ равна количеству теплоты участвующему в процессе.

Изобарный процесс. Уравнение процесса $p=const$ (рис. 4.2). Из уравнения состояния для 1 кг идеального газа (1.14) находим зависимость между основными параметрами: $pv = RT$ отсюда

$$v/T = R/P = const, \text{ или } \frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.8)$$

В изобарном процессе удельный объем газа прямо пропорционален его абсолютной температуре (закон Гей-Люссака). Уравнение (4.8) называется параметрическим уравнением состояния идеального газа.

Из выражения (2.12) удельная работа изменения объема в изобарном процессе равна

$$L_p = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1). \quad (4.9)$$

но $p_1 v_1 = RT_1$ и $p v_2 = RT_2$ и поэтому

$$L_p = R(T_2 - T_1). \quad (4.10)$$

Для m кг рабочего тела работа изменения объема $L=m\Delta v$ определяется по формуле

$$L = p(V_2 - V_1) \text{ или } L = mR(T_2 - T_1) \quad (4.11)$$

Располагаемая работа при изобарном процессе равно нулю, так как $d_p = 0$.

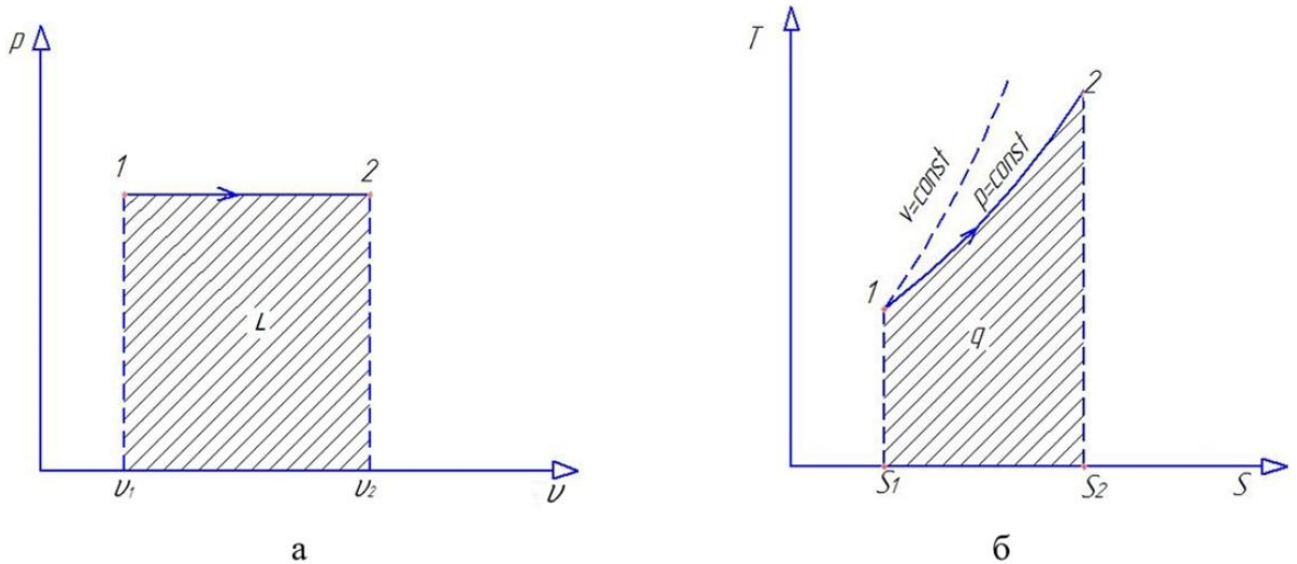


Рис. 4.2. Изображение изобарного процесса в $p_1 v$ - (а) и $T_1 S$ - координатах (б).

Количество теплоты, участвующее в процессе, находим по формулам :

$$q_p = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p (T_2 - T_1); \quad (4.12)$$

$$q_p = \bar{c}_p|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1), \quad (4.13)$$

где $\bar{c}_p|_{t_1}^{t_2}$ - средняя удельная массовая теплоемкость при постоянном давлении при интервале температур от t_1 и t_2 , Дж/(кг*К); $c_p = const$ расчет ведем по формуле (4.12)

Изменение удельной энтальпии в изобарном процессе равно количеству теплоты, участвующей в процессе

$$h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) \quad (4.14)$$

$$H_2 - H_1 = m\Delta h, \quad (4.15)$$

где $H_2 - H_1$ - изменение энтальпии m кг рабочего тела Дж.

Изменение удельной энтропии в изобарном процессе

$$S_2 - S_1 = \int_{S_1}^{S_2} \frac{\delta q}{T} = \int_{S_1}^{S_2} \frac{c_v dT}{t} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (4.16)$$

т.е. между температурой и энтропией в изобарном процессе существует логарифмическая зависимость, но $c_p > c_v$ на величину R , поэтому изобара в T_1S -диаграмме идет менее круто, чем изохора (см.рис.4.2(б)).

На диаграмме $P_1 v$ - площадь под линией процесса 1-2 $\int_{v_1}^{v_2} p dv$ показывает работу изменения объема, а на диаграмме $T_1 S$ - площадь $\int_{S_1}^{S_2} T dS$ - количество теплоты, участвующей в процессе.

Изотермический процесс. При изотермическом процессе (рис. 4.3) температура остается постоянной $T = \text{const}$ или же $p v = R T = \text{const}$ - уравнения процесса. Зависимость между параметрами будет:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 \text{ или } p_1 / v_1 = \frac{p_2}{v_2}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (4.17)$$

т.е. между давлением и удельным объемом существует обратно пропорциональная зависимость (закон Бойля-Мариотта).

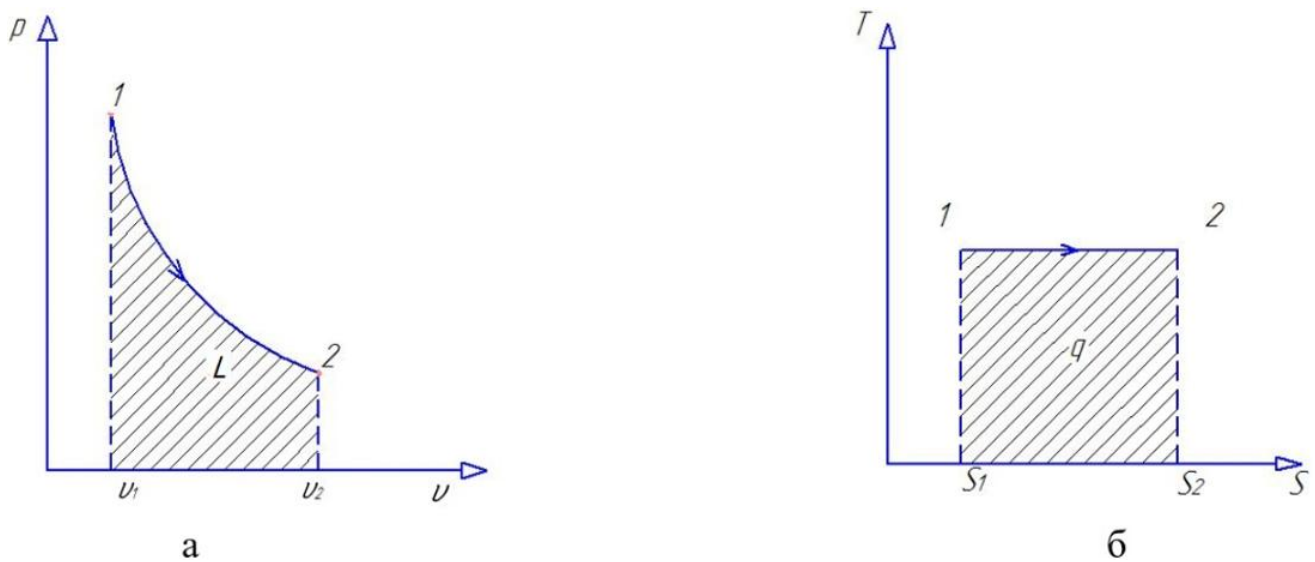


Рис. 4.3. Изображение изотермического процесса в $p_1 v$ - (а) и $T_1 S$ -координатах (б).

Как видно из уравнения (4.17), изотермический процесс в координатах pv (рис 4.3 а) изображается равнобокой гиперболой, для которой координатные оси являются асимптотами

Работа изменения объема $L = L_{\text{рас}}$ равна располагаемой работе:

$$\left. \begin{aligned} L &= \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} \\ L_{\text{рас}} &= - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_1}^{p_2} RT \frac{dp}{p} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} \end{aligned} \right\}$$

Внутренняя энергия идеального газа остается постоянной, так как температура в изотермическом процессе не меняется и поэтому вся подводимая теплота превращается в работу расширения

$$q_{\text{и}} = L = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (4.19)$$

При изотермическом сжатии от газа отводится теплота равная затраченной работе на сжатие.

Изменения удельной энтропии в изотермическом процессе из соотношения (3.16) и (4.12) выражается формулой

$$S_2 - S_1 = \int_{S_1}^{S_2} \frac{dq}{T} = \frac{RT \ln \frac{p_1}{p_2}}{T} = R \ln \frac{p_1}{p_2} = R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (4.20)$$

Адиабатный процесс. В адиабатном процессе теплообмен с окружающей средой полностью отсутствует ($dq = 0$) и уравнения первого закона термодинамики принимают вид:

$$du + p dv = c_p dT + p dv = 0,$$

$$dh - v dp = c_p dT - v dp = 0.$$

Поделив второе уравнение на первое получим:

$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = - \frac{v dp}{p dv} \text{ или } k \frac{dv}{v} = - \frac{vp}{p} \quad (4.21)$$

где $k = \frac{c_p}{c_v}$ - показатель адиабаты (коэффициент Пуассона).

Считая k величиной постоянной ($k = const$) возьмем определенный интеграл из уравнения (4.21):

$$k \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} \text{ и получим } k \ln v_2/v_1 = \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

После потенцирования полученного выражения имеем:

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^k = \frac{p_1}{p_2} \text{ или } p_2 v_2^k = p_1 v_1^k \quad (4.22)$$

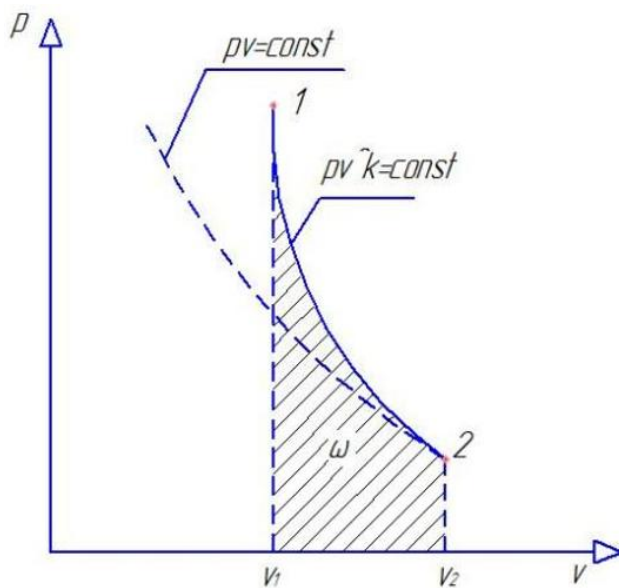
Уравнение (4.22) показывает, что произведение давления на удельный объем в степени k – величина постоянная для данного процесса:

$$pv^k = const \text{ – уравнение адиабатного процесса.}$$

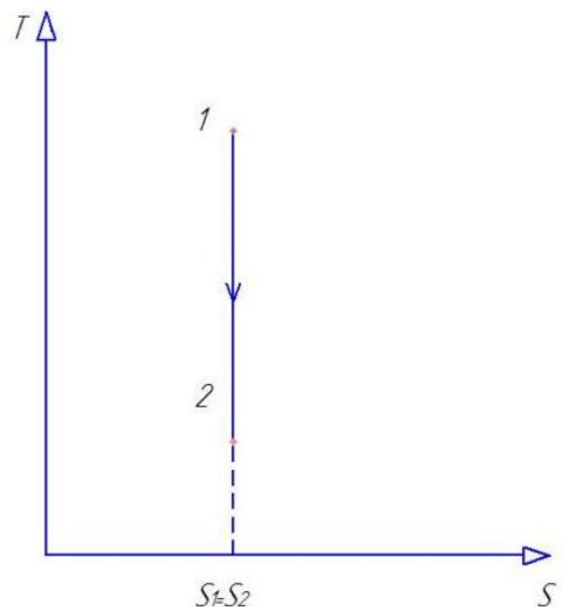
Для адиабатных процессов всегда $k > 1$, потому что $k = C_p/C_v = C_v +$

$R/C_v = 1 + R/C_v$, т.е. $C_p > C_v$ на величину газовой постоянной. Согласно

классической кинетической теории теплоемкость газов не зависит от температуры, а определяется числом степеней свободы молекул. Следовательно, величина k также не зависит от температуры, а определяется атомностью газов. Для одноатомных газов $k = 1,66$; для двухатомных газов $k = 1,4$; для трех- и многоатомных газов $k = 1,33$.



а



б

Рис. 4.4. Изображение адиабатного процесса в $p\nu$ - (а) и Ts - координатах (б).

На диаграмме $p\nu$ линия адиабаты идет круче линии изотермы (рис. 4.4 - а), так как $k > 1$ и при расширении давление понижается быстрее, чем при изотермическом процессе в связи с уменьшением температуры газа.

Параметрические уравнения состояния для адиабатного процесса получил на основе уравнения (1.11) и (4.22). Уравнение (4.22) запишем в форме $p_1\nu_1\nu_1^{k-1} = p_2\nu_2\nu_2^{k-1}$. В данное равенство вместо $p_1\nu_1$ и $p_2\nu_2$ подставляя их значения из уравнения (1.14) получим:

$$RT_1\nu_1^{k-1} = RT_2\nu_2^{k-1}; \quad T_2/T_1 = (\nu_1/\nu_2)^{k-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (4.23)$$

Удельная работа расширения одного кг газа при адиабатном процессе совершается за счет уменьшения внутренней энергии, так как $\delta q = 0$.

$$l_a = -\Delta U = C_v(T_1 - T_2) = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2); \quad (4.24)$$

но $p_1\nu_1 = RT_1$ и $p_2\nu_2 = RT_2$ и если их значения подставим в выражение 4.24, получим:

$$l_a = \frac{1}{k-1}(p_1\nu_1 - p_2\nu_2) \quad (4.25)$$

Работа изменения объема для m кг газа определяем по формуле:

$$L = l \cdot m = \frac{mR}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1}(pV_1 - pV_2), \quad (4.26)$$

где m - масса газа, кг; V_1 и V_2 - соответственно, начальный V_1 и конечный V_2 объемы газа, м³.

Располагаемая работа в адиабатном процессе с учетом уравнения (1.11) $p\nu = RT$ и уравнения (4.22) в виде $p_1^{1/k}\nu_1 = p_1^{1/k}\nu_2$ определяем по формуле:

$$\begin{aligned}
l_{\text{расх}} &= - \int_{p_1}^p v dp = \int_{p_1}^{p_2} \frac{\text{const}}{p^{\frac{1}{k}}} dp = \frac{k}{1-k} (p_2^{1-\frac{1}{k}} p_2^{\frac{1}{k}} v_2 - p_1^{1-\frac{1}{k}} p_1^{\frac{1}{k}} v_1) = \\
&= \frac{k}{1-k} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{kR}{k-1} (T_1 - T_2), \tag{4.27}
\end{aligned}$$

т.е. располагаемая работа в адиабатном процессе больше работы изменения объема на величину показателя адиабаты.

Для адиабатного процесса количество теплоты $q = 0$, так как теплообмен с окружающей средой отсутствует.

Для m кг газа:

$$L_{\text{рас}} = m l_{\text{рас}} \tag{4.28}$$

Изменение энтальпии и удельной энтальпии, соответственно:

$$\Delta H = c_p m (T_2 - T_1); \Delta h = c_p (T_2 - T_1) \tag{4.29}$$

Изменение энтропии в адиабатном процессе равно нулю, так как $\delta q = 0$.

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{0}{T} = 0 \text{ и } S = \text{const.}$$

Следовательно, на T, s -диаграмме адиабатный процесс изображается вертикалью 1-2 (рис. 4.4(б)).

Политропный процесс.

Уравнение процесса можно вывести на основе первого закона термодинамики I и II видов, теории теплоемкости и уравнения состояния идеального газа.

Уравнение первого закона термодинамики для политропного процесса можно записать в виде:

$$\delta q_n = dh - v dp \text{ или } C_n dT = C_p dT - v dp \text{ и}$$

$$\delta q_n = du = p dv \text{ или } C_n dT = C_v dT + p dv$$

Поделим первое уравнение на второе, предварительно выведя члены с dT на левую сторону уравнений:

$$\frac{(C_n - C_p)dT}{C_n - C_v dT} = - \frac{v dp}{p dv}; \quad n \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p},$$

где отношение $\frac{(C_n - C_p)}{C_n - C_v} = n$ называется показателем политропы.

Интегрируем последнее уравнение, считая $n = \text{const}$.

$$n \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = - \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} \text{ и } n \ln(v_2/v_1) = \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right).$$

Потенцируя полученное уравнение получим:

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n; \quad p v^n = \text{const}, \quad (4.30)$$

уравнение политропного процесса.

Политропным называется термодинамический процесс, для которого показатель политропы n может принимать любое численное значение в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, но для данного процесса он является постоянной.

Параметрические уравнения, устанавливающие связь между $p_1 v$ и T в любых двух точках по политропе, аналогично адиабатному процессу, но вместо показателя адиабаты K берется показатель политропы n .

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (4.31)$$

удельная работа изменения объема $l_n = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ и удельная располагаемая работ $\omega_{\text{рас}} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp$ определяются аналогично работам адиабатного процесса:

$$\left. \begin{aligned} L_n &= \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2) \\ L_n &= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \\ l_n &= \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{p_2}{p_1} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{-\frac{1}{n}}\right) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.32)$$

Удельная располагаемая работа будет больше работы изменения объема на величину показателя политропы.

Количество теплоты в политропном процессе определяем по формуле:

$$q = C_n (T_2 - T_1) = C_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1), \quad (4.33)$$

где $C_v \frac{n-k}{n-1}$ – удельная массовая теплоемкость политропного процесса, определяется из уравнения показателя политропы.

Изменение удельной энтальпии политропного процесса определяется по формуле:

$$h_2 - h_1 = C_p(T_2 - T_1), \quad (4.34)$$

Изменение удельной энтропии:

$$S_2 - S_1 = \int_{s_1}^{s_2} \frac{Sdq_n}{T} = C_n \ln \frac{T_2}{T_1} = C_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (4.35)$$

Политропный процесс имеет обобщающее значение, ибо охватывает все основные термодинамические процессы.

Для изохорного процесса $n = \frac{c_v - c_p}{c_v - c_p} = \pm\infty, c_n = c_v$; для изобарного процесса $c_n = c_p$ и $n = \frac{c_p - c_p}{c_v - c_p} = 0$; для изотермического процесса $c_n = \infty$ и $n = \frac{\infty}{\infty} = 1$; для адиабатного процесса $c_n = 0$ и $n = \frac{(0 - c_p)}{0 - c_v} = \frac{c_p}{c_v} = k$. Рассмотрим взаимные расположения термодинамических процессов на p_1v - и T_1s -координатах, рис. (4.5(а)) и (4.5(б)).

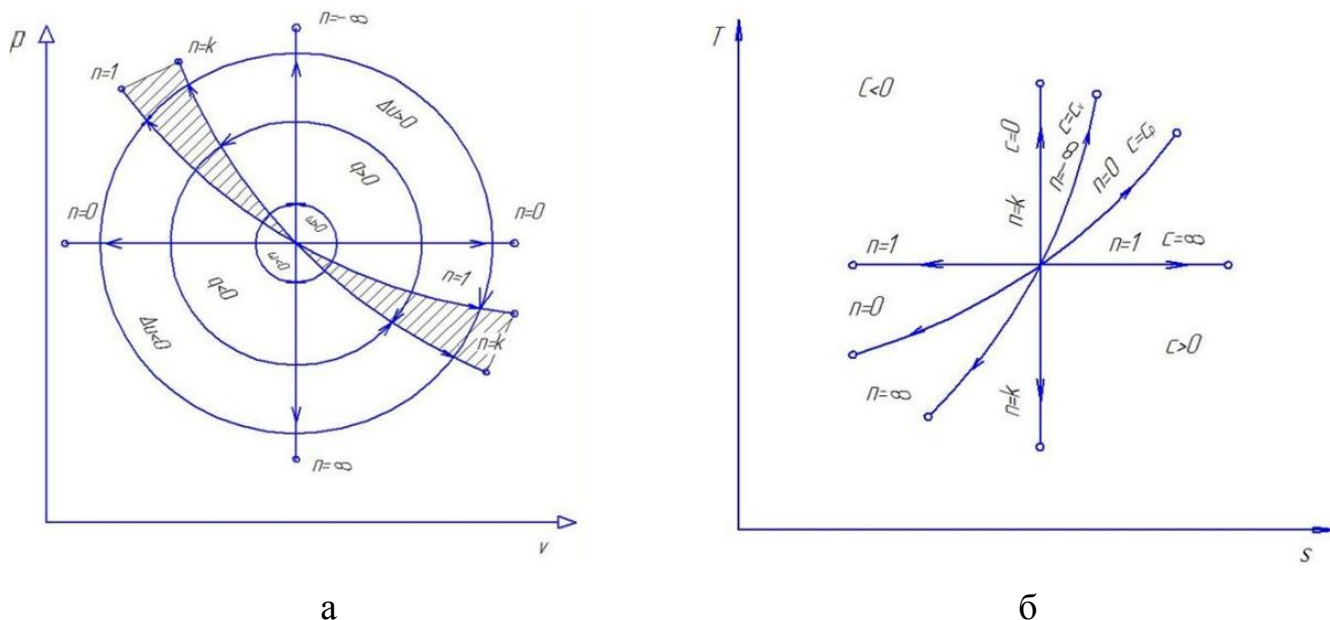


Рис.4.5. Основные термодинамические процессы в pv - (а) и Ts - координатах (б).

Все процессы начинаются в одной точке. Изохора ($n = \pm\infty$) делит поле диаграммы $p\nu$ на две части: все процессы расположенные правее изохоры, характеризуются положительной работой, происходит расширение рабочего тела; процессы расположенные левее изохоры характеризуются отрицательной работой.

Процессы, расположенные правее и выше адиабаты идут с подводом теплоты ($q > 0$) к рабочему телу; процессы, лежащие ниже изотермы сопровождаются уменьшением внутренней энергии $\Delta < 0$.

Процессы, расположенные между адиабатой и изотермой, имеют отрицательную теплоемкость $C < 0$, так δq и du в этой области имеют противоположенные знаки. В таких процессах $|l| > |q|$, потому что на производство работы тратится не только подводимая теплота, но и часть внутренней энергии рабочего тела.

4.2 Термодинамические процессы реальных газов

В качестве реального газа рассмотрим водяной пар, который находит широкое применение в технике во многих отраслях пищевой промышленности и сельского хозяйства. В теплоэнергетике пар является основным рабочим телом в паровых турбинах. Поэтому исследование термодинамической воды и водяного пара имеет большое практическое значение.

Процесс парообразования. Основные понятия и определения. Рассмотрим процесс получения пара. Для этого 1 кг воды при температуре 0°C поместили под подвижным поршнем в цилиндр.

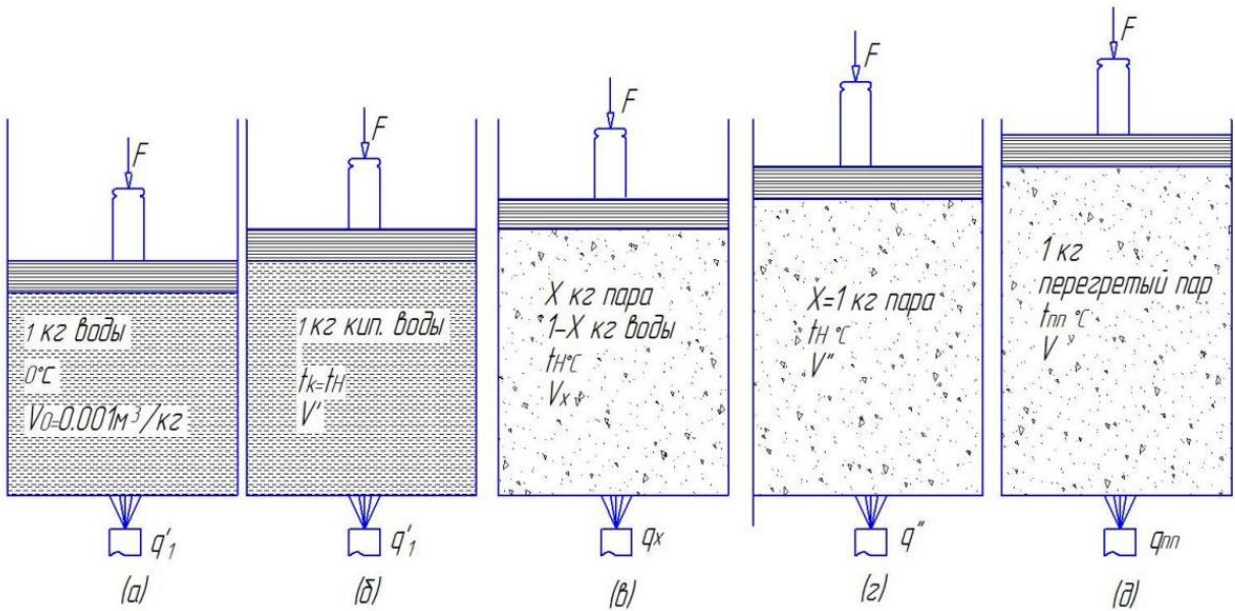


Рис. 4.6 Схема цилиндра с поршнем и водой к определению превращения воды в перегретый пар.

Приложим к поршню извне некоторую постоянную силу F . Если площадь поршня будет S , то на него будет действовать постоянное давление $p = F/S$. Процесс превращения воды в парообразное состояние изобразим в $pv = u$, T, s – диаграммах (рис.4.7 а и б).

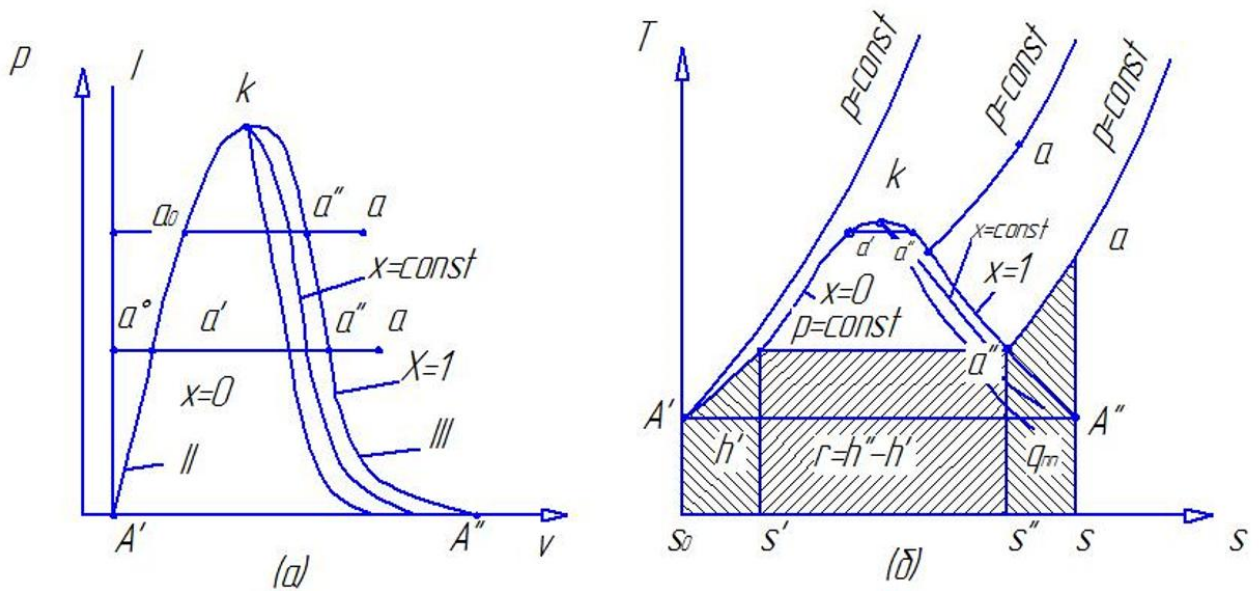


Рис.4.7 Pv-(а) и T, s -диаграммы (б) водяного пара.

Начальное состояние воды, находящимся под давлением p и имеющей температуру t_0 изобразится на диаграммах $p-v$ и $T-s$ точкой a_0 . При подводе теплоты к воде ее температура постепенно повышается до температуры кипения t_n , соответствующей данному давлению. При этом удельный объем v воды сначала уменьшается, достигая минимального значения при температуре $t = 4^\circ\text{C}$, затем начинает возрастать. Состояние кипящей воды на диаграммах изображается точкой a' . Количество подведенной теплоты для нагрева воды до температуры кипения при $p = \text{const}$ равно:

$$q' = c_p(t_n - t_0) = h', \quad (4.36)$$

где h' - удельная энтальпия кипящей воды, кДж/кг; c_p - удельная массовая теплоемкость воды, $c_p = 4,19 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$.

При дальнейшем подводе теплоты начинается бурное кипение воды с сильным увеличением объема (4.6 б). В цилиндре образуются двухфазная среда - смесь воды и пара, называемая влажным насыщенным паром. По мере подвода теплоты количество пара увеличивается, а воды - уменьшается. Температура смеси при этом остается постоянной и равной t_n , так подводимая теплота q'' расходуется на испарение воды. Процесс парообразования идет при $p = \text{const}$ и $t = \text{const}$, следовательно, является изобарно-изотермическим. Наконец, в некоторый момент времени последняя капля воды в цилиндре превращается в пар. Такой пар называется сухим насыщенным. Следовательно, его на $p-v$ и $T-s$ -диаграммах изображают точкой a'' . В соответствии с уравнением (2.29) для изобарного процесса, подведенная к воде теплота

$$q'' = h_2 - h_1,$$

применив это соотношение к процессу $a'a''$, получим

$$q'' = r h'' - h', \quad (4.37)$$

где h'' - удельная энтальпия сухого насыщенного пара, кДж/кг; r - удельная теплота парообразования, кДж/кг, количество теплоты, необходимое для превращения одного кг кипящей воды в сухом насыщенном паре той же температуры.

Насыщенным паром называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. Динамическое равновесие заключается в том, что количество молекул, вылетающих из воды в паровое пространство, равно количеству молекул, конденсирующихся на ее поверхности. При термическом равновесии за счет повышения температуры количество молекул вылетающих в паровое пространство увеличивается, что приводит к возрастанию давления и плотности. Следовательно, количество молекул в единицу времени, конденсирующихся на поверхности воды увеличивается, наступает состояние равновесия отсюда, следует, что **давление насыщенного пара является монотонно возрастающей функцией температуры, или, что то же самое, температура насыщенного пара есть монотонно возрастающая функция давления насыщения.**

Насыщенный пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, **называется сухим насыщенным паром.** Его удельный объем и температура является функцией давления. Состояние сухого насыщенного пара можно задать давлением, удельным объемом (v'') и температурой (t_n).

Двухфазная смесь, представляющая собой пар со взвешенными в нем капельками воды, называется влажным паром. Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется степенью сухости пара и обозначается буквой X . Для кипящей жидкости $X = 0$, а для сухого насыщенного пара $X = 1$. Степень сухости пара вычисляется по формуле

$$X = \frac{m_{c.n.n}}{m_{b.n.n}} = \frac{m_{c.n.n}}{m_b + m_{c.n.n}}, \quad (4.38)$$

где $m_{c.n.n}$ - масса сухого насыщенного пара во влажном насыщенном паре, кг; $m_{b.n.n}$ - масса влажного насыщенного пара, кг; m_b - масса жидкой фазы, кг.

Массовая доля кипящей воды во влажном паре, называется степенью влажности и равна $1-X$.

$$1 - X = \frac{m_b}{m_b + m_{c.n.n}}. \quad (4.39)$$

Состояние влажного насыщенного пара характеризуется двумя параметрами: давлением и температурой насыщения и степенью сухости пара. Состояние сухого насыщенного пара характеризуется давлением или температурой насыщения.

При сообщении сухому насыщенному пару теплоты q_{nn} пар будет перегреваться (см. рис 4.6д), точка а на диаграммах pv - и Ts (рис. 4.7). В зависимости от температуры пара точка а может находиться на различных расстояниях от точки а". И так, перегретым называется пар, температура которого выше температуры насыщенного пара того же давления. Теплота перегрева пара определяется по уравнению

$$q_{nn} = c_{pn} (t_{n.n} - t_n), \quad (4.40)$$

где c_{pn} - удельная массовая теплоемкость перегретого пара, кДж/(кг*К), $t_{n.n}$ - температура перегретого пара, °С. Плотность перегретого пара меньше плотности насыщенного пара, так как удельный объем его намного больше удельного объема насыщенного пара. При сжатии перегретого пара при постоянной температуре его давление и плотность возрастает, т.е. он является не насыщенным. Состояние перегретого пара определяется двумя независимыми параметрами.

Если процесс парообразования рассмотреть при более высоком давлении, то можно заметить следующие изменения. Точка a_0 , соответствующая состоянию одного кг воды при 0°С при новом давлении, остается на той же самой вертикали, так как практически вода считается несжимаемой жидкостью. Точка а' смещается вправо, потому что с возрастанием давления увеличивается температура кипения и происходит расширение воды. Точка а", где находится сухой насыщенный пар, смещается влево из-за возрастания давления. При постоянном повышении давления мы достигнем такой точки, в которой удельные объемы жидкости v' и пара v'' сравниваются

($v' = v''$). Эта точка называется критической и в этой точке свойства воды и пара становятся одинаковыми. Параметры критической точки К воды составляют:

$$P_{кр} = 22,129 \text{ МПа}, t_{кр} = 374,15^\circ\text{С}, v_{кр} = \frac{0,00326 \text{ м}^3}{\text{кг}}.$$

Критическая температура - это максимально возможная температура сосуществования жидкости и насыщенного пара. При температуре выше критической водяной пар находится только в перегретом состоянии. Если выше температуры перегрева при данном давлении, тем ближе пар по своим свойствам к идеальному газу. Необходимо заметить, что все газы являются сильно перегретыми парами.

При определенном давлении одновременно, могут находиться в равновесии пар, вода и лед (точка А' на рис.4.7). Эта точка называется тройной точкой воды. Параметры тройной точки для воды $p_0 = 611\text{Па}$, $t_0 = 0.01^\circ\text{С}$, $v_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$.

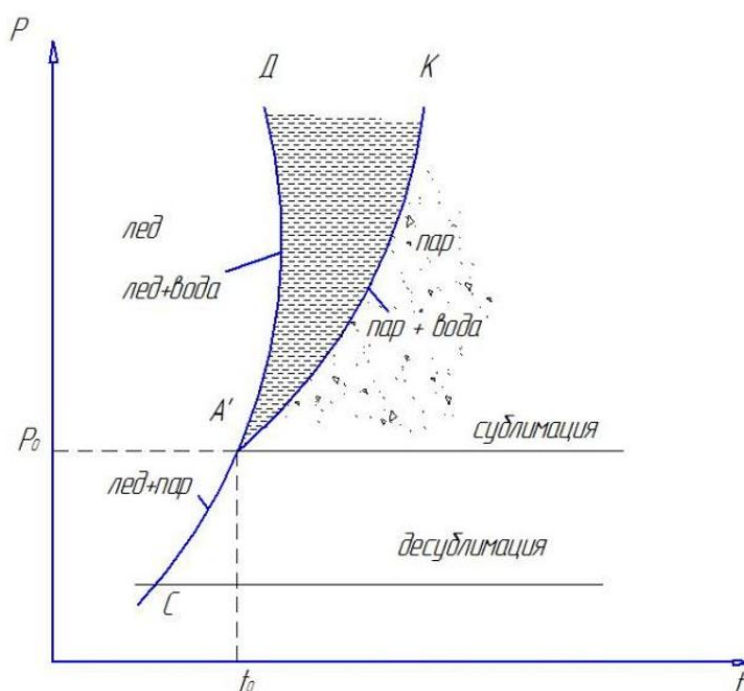


Рис.4.8 p-t-диаграмма тройной точки.

Процесс парообразования, происходящий при абсолютном давлении $p_0 = 611 \text{ Па}$ на диаграммах pv – и Ts – показан линией $A'A''$, которая практически совпадает с осью абсцисс на pv диаграмме. При более низких давлениях пар может существовать только в равновесии со льдом (рис.4.8). На диаграмме pt - тройной точки A' , левее линии $CA'D$ находится лед, на линии $A'D$ – двухфазное состояние, лед и вода; на линии $A'K$ -двухфазное состояние, вода и пар, между линиями $A'D$ и $A'K$ – однофазное состояние, вода; на линии $A'C$ – двухфазное состояние лед и пар; правее линии $CA'K$ - однофазное состояние, пар. Процесс образования пара непосредственно из льда называется сублимацией, а обратный процесс, превращение пара в лед -десублимацией.

Если соединить одноименные точки на pv - и Ts - диаграммах плавными кривыми, то получим нулевую изотерму I , каждая точка которой соответствует состоянию одного кг воды при 0°C и давления p , на Ts - диаграмме точка a_0 , нижнюю пограничную кривую Π , представляющую зависимость удельного объема сухого насыщенного пара v'' от давления. Таким образом, на линии Π находятся кипящая вода и степень сухости пара $X=0$; на линии III находится сухой насыщенный пар $X = 1$; левее линии Π до нулевой изотермы область однофазной не кипящей воды, вправо от кривой III - область перегретого пара. Кривые Π и III определяют область насыщенного пара, отделяя ее от области воды и перегретого пара, и поэтому называют пограничными кривыми.

Как можно определить параметры воды и пара. За начало отсчета принято состояние воды в тройной точке воды при $t = 0.01^\circ\text{C}$. При этом считаем $h_0 = 0, s_0 = 0, u_0 = 0$. Термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара берутся из таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара на линии насыщения [Бу.1.]. Параметры кипящей воды обозначаются одним штрихом (v', h', u', s'), сухого насыщенного пара – двумя штрихами (v'', h'', u'', s'').

Приращение энтропии в процессе определяется формулой $ds = \int \frac{\delta q}{T}$. Если воду нагревать до температуры кипения 0°C , то приращение энтропии будет равно энтропии кипящей воды,

$$S' - S_0 = \int_{S_0}^{S'} \frac{\delta q'}{T} = \int_{s_0}^{s'_t} \frac{c_p dT}{T} = c_p \int_{s_0}^{s'} \frac{dT}{T} = c_p \ln \frac{T_H}{T_0} \quad (4.41)$$

где c_p - 4,19 кДж/(кг*К) – удельная массовая теплоемкость воды. При получении сухого насыщенного пара из кипящей воды изменение энтропии определяется по формуле

$$S'' - S' = \int_{S'}^{S''} \delta q''/T_H = 1/T_H \int_{s_1}^{s_2} \delta''q = r/T_H, \quad (4.42)$$

где T_H - температура насыщения (кипения), величина постоянная для данного давления; r – теплота парообразования, кДж/кг. Для перегретого пара изменении удельной энтропии определяется по выражению

$$S - S'' = \int_{S''}^S \delta T_{nn} / T = \int_{S''}^S \frac{c_{pnn} dT}{T} = c_{pnn} \ln \frac{T_{nn}}{T_H}, \quad (4.43)$$

где T_{nn} - температура перегретого пара, К; c_{pnn} - удельная массовая теплоемкость перегретого пара, кДж/(кг*К).

Так как состояние кипящей воды и сухого насыщенного пара определяется одним параметром, то по известному давлению или температуре насыщения из таблиц воды и водяного пара берем значения v', v'', h', h'', S' и r .

Параметры влажного насыщенного пара обозначаются с индексом x (v_x, h_x, s_x, u_x) и определяются только расчетным путем.

Поскольку в одном кг воды содержится x кг сухого пара (1-X) кг кипящей воды, то

$$v_x = xv + (1-X)v' = v' + x(v'' - v'). \quad (4.44)$$

Аналогично находим h_x и S_x

$$h_x = h''_x + (1 - X)h' = h' + x(h'' - h') = h' + xr, \quad (4.45)$$

$$S_x = S''X + (1 - X)S' = S' + X(S'' - S') = S' + \frac{Xr}{T}. \quad (4.46)$$

Однофазное состояние кипящей воды и перегретого пара задаются двумя параметрами, давлением и температурой. По заданному давлению и температуре из таблиц воды и перегретого пара находят значения v , h и S .

Внутренняя энергия воды и пара любого состояния в таблицах не дается, их определяют расчетным путем

$$u = h - pv \quad (4.47)$$

по параметрам воды или пара того или иного состояния.

T, s -диаграмма водяного пара. Для исследования термодинамических процессов с водяным паром кроме таблиц используются T, s -диаграмма (рис. 4.7-б). Она строится путем переноса числовых данных таблиц водяного пара в T, s -координаты. Точкой A' на диаграмме изображается состояние воды тройной точке воды ($S_0 = 0; T_0 = 273,16 \text{ K}$). Процесс парообразования при давлении $p_0 = 611 \text{ Па}$ изображается линией $A'A''$. В точке A'' находится сухой насыщенный пар с энтропией S'' . Откладывая на диаграмме для разных температур (давлений) значения S' и S'' , получим нижнюю и верхнюю пограничные кривые, соответственно со степенью сухости $X = 0$ и $X = 1$. Влево от нижней пограничной кривой находится область жидкости, между пограничными кривыми – влажный насыщенный пар (пар + вода), вправо и вверх от верхней пограничной кривой- область перегретого пара. Область диаграммы ниже нулевой изотермы $A'A''$ - лед + пар.

На диаграмму TS наносят изобары, изохоры и линии постоянной степени сухости, для чего каждую изотерму в области влажного насыщенного пара $a'a''$ делят на одинаковое число частей и соединяют соответствующие точки линиями $X = const$.

Площадь под кривой процесса на диаграмме T, s эквивалентна количеству теплоты, подведенной или отведенной от рабочего тела, поэтому с помощью диаграммы можно определить термический КПД прямого обратимого процесса.

При термических исследованиях термодинамических процессов диаграмма T, s применяется достаточно широко.

h, s -диаграмма водяного пара. На диаграмме T, s количество теплоты, участвующее в процессе определяется площадью, что затрудняет расчеты. В связи с этим широкое распространение при проведении тепловых расчетов получила диаграмма h, s водяного пара, где количество теплоты при изобарном процессе ($p = const$) на диаграмме изображается линией.

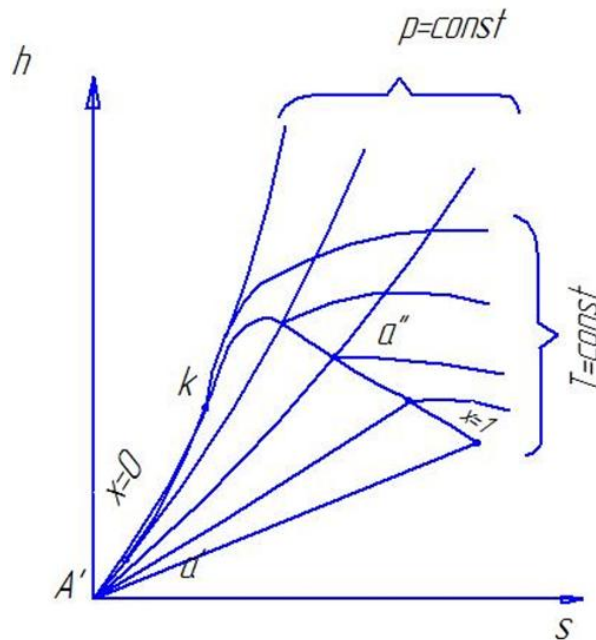


Рис. 4.9. $h_1 s$ -диаграмма водяного пара

На рис. 4.9 изображена диаграмма h, s - водяного пара. За начало координат принимается тройная точка A' воды ($h_0 = 0, S_0 = 0$). Откладывая на диаграмме для различных состояний значения h' и S' для кипящей воды, а так же h'' и S'' для сухого насыщенного пара из таблиц воды и водяного пара, получаем нижнюю ($X = 0$) и верхнюю ($X = 1$) пограничные кривые. В соответствии с уравнением (2.29) при $p = const$ $ds = \delta q_p / T = dh/T$, или $(\frac{\partial h}{\partial s})_p = T$, т.е. тангенс угла наклона изобары в h, s координатах численно равен абсолютной температуре данного пара, изобара совпадает с изотермой (процесс парообразования изобарно-изотермический), тангенс угла наклона постоянен и изобара является прямой. Чем выше давление насыщения. тем выше температура насыщения и больше тангенс угла наклона изобары, поэтому в области влажного

насыщенного пара, изобары представляют собой пучок расходящихся прямых, Крайняя изобара при критическом давлении ($p_k = 22,129$ МПа) идет наиболее круто критическая точка k лежит не на вершине пересечения нижней и верхней пограничной кривой как в p,v и T,s - диаграммах, а на левом склоне пограничной кривой. В области перегретого пара при $p = \text{const}$ температура пара растет и крутизна изобары увеличивается и приближается к логарифмической кривой.

Аналогичный характер имеют изобары и в области воды, но они так близко идут с нижней пограничной кривой, что практически сливаются с ней.

При низких давлениях и относительно высоких температурах перегретый пар по своим свойствам близок к идеальному газу. Так как в изотермическом процессе энтальпия идеального газа постоянна ($h = \text{const}$), то изотермы сильно перегретого пара на диаграмме hs - идут горизонтально и при приближении к верхней пограничной кривой они искривляются, так как при этом их свойства значительно отклоняются от свойств идеального газа.

В h,s – диаграмме водяного пара нанесены также линии изохоры ($v = \text{const}$), идущие круче изобары, так как $c_v < c_p$, а $\Delta s_v = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}$ и $\Delta s_p = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$; $\Delta s_v < \Delta s_p$.

На практике строят только верхнюю часть hs - диаграммы, наиболее употребительную в практических расчетах. Это дает возможность изобразить ее в более крупном масштабе.

Впервые диаграмма h, s на 20 атмосфер была построена немецким ученым Рихардом Молье в 1904 году. В России применяются 2 типа hs диаграмм: диаграмма построенная русским ученым М. П. Вукаловичем на 100 МПа и на 1000 °С, и диаграмма Всесоюзного теплотехнического института (ВТИ). Обе диаграммы равноценны.

Основные термодинамические процессы водяного пара. При анализе работы паровых установок (ПСУ) наиболее значение имеют изохорный,

изобарный, изотермический и адиабатный(изоэнтروпийный) процессы. Расчёт этих процессов можно выполнить с помощью таблиц воды и водяного пара и получить более точные результаты. С достаточной точностью для практических расчетов можно пользоваться диаграммой h,s - водяного пара, который более и нагляден.

Общий метод расчета по h,s - диаграмме заключается в следующем. на диаграмму h,s наносят параметры начального состояния рабочего тела, затем проводится линия процесса и определяется его параметры конечном состоянии. Далее вычисляют изменение внутренней энергии, энтальпии, энтропии, количество теплоты, учитывающее в процессе и работы.

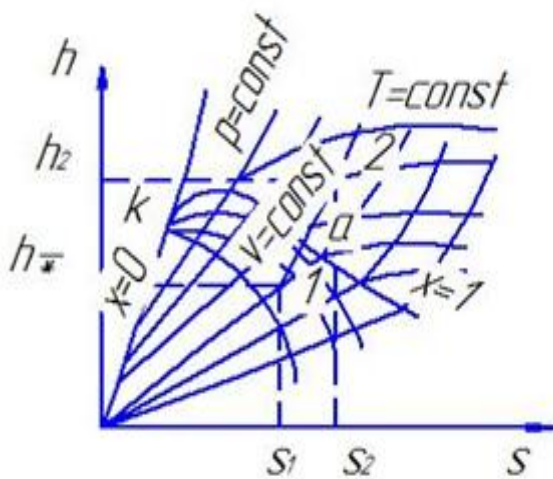


Рис. 4.10 Изохорный процесс водяного пара

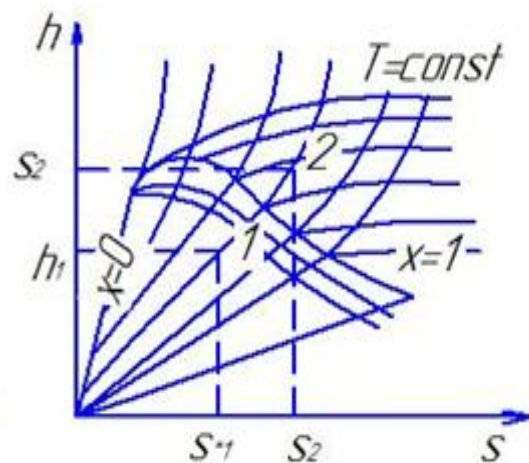


Рис. 4.11 Изобарный процесс водяного пара

Из диаграммы на рисунке 4.10 видно, что при нагревании при $v = const$ влажный насыщенный пар можно перевести в сухой насыщенный, точка a'' и перекрытый, точка 2. Охлаждением его можно сконденсировать, но не до конца, так как при каком угодно низком давлении над водой находится некоторое количество насыщенного пара, т.е. изохора не пересекает нижнюю пограничную кривую ($X = 0$).

Изменение удельной внутренней энергии водяного пара для любого процесса, в частности и для $v = const$, равно

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1). \quad (4.48)$$

В изохорном процессе работа объема $\omega = 0$ и вся подведенная удельная теплота идет на изменение внутренней энергии.

$$q = u_2 - u_1. \quad (4.49)$$

Изменение удельной энтальпии и удельной энтропии определяется как разность. соответственно, удельных энтальпий и энтропий начального и конечного состояний

$$\Delta h = h_2 - h_1; \quad (4.50)$$

$$\Delta s = s_2 - s_1 \quad (4.51)$$

Параметры влажного насыщенного пара (v_x, h_x, s_x) определяется расчетным путем по формулам (4.44), (4.45), и(4.46).

Изобарный процесс (рис. 4.11). При подводе теплоты при $p=const$ влажный насыщенный пар при постоянной температуре переходит в сухой насыщенный, а при дальнейшем нагреве- в перегретый пар с повышением температуры до t_{nn} . При охлаждении пар конденсируется при $T = const$. Теплота, участвующая в процессе для изобарного процесса по уравнению (2.29) равна

$$q = h_2 - h_1 \quad (4.52)$$

Удельная работа определяется по формуле

$$l = p(v_2 - v_1) \quad (4.53)$$

Изменение удельной внутренней энергии, удельной энтропии находим по формулам (4.48) и (4.51).

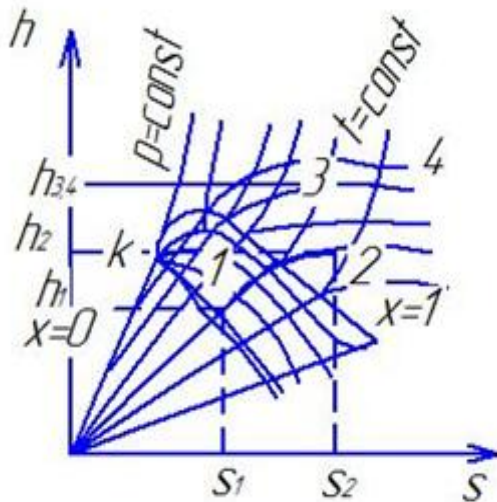


Рис. 4.12 Изотермический процесс водяного пара

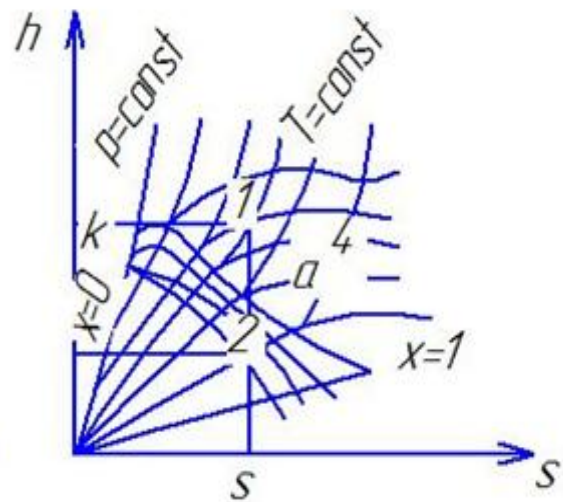


Рис. 4.13 Адиабатный процесс пара

Изотермический процесс (рис. 4.12). Внутренняя энергия определяется по формуле (4.18), так у реального газа в отличие от идеального изменяется ее потенциальная составляющая.

Количество удельной теплоты, участвующей в процессе равно

$$q = T(S_2 - S_1) \quad (4.54)$$

Работа изменения объема 1 кг газа по первому закону термодинамики

$$l = q - \Delta u \quad (4.55)$$

Если в формулу (4.55) вместо q и Δ подставляем значения из уравнений (4.54) и (4.48) получим:

$$\begin{aligned} l &= T(S_2 - S_1) - ((h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1)) = \\ &= T(S_2 - S_1) - (h_2 - h_1) - (p_1 v_1 - p_2 v_2) \end{aligned} \quad (4.56)$$

Удельное изменение энтропии и удельное изменение энтальпии определяется по формулам (4.50) и (4.51). Надо отметить, что если водяной пар находится в сильно перегретом состоянии, то изменение энтальпии равно нулю линия 3-4 (рис. 4.12).

Адиабатный процесс. При адиабатном расширении (рис. 4.12) давление и температура пара уменьшается и перегретый пар сначала становится сухим

насыщенным (точка а''), а затем влажным насыщенным (точка 2). В адиабатном процессе 1-2 за счет уменьшения внутренней энергии совершается работа изменения объема

$$l = -\Delta u = u_1 - u_2 = (h_1 - p_1 v_1) - (h_2 - p_2 v_2) \quad (4.57)$$

Изменение удельной энтальпии определяется по уравнению

$$\Delta h = h_1 - h_2 \quad (4.58)$$

Изменение энтропии в адиабатном процессе равно нулю ($\Delta S_{ад}=0$).

4.3 Влажный воздух

Смесь сухого воздуха и водяного пара называется влажным воздухом.

Смесь сухого воздуха и насыщенного водяного пара называется насыщенным влажным воздухом, а смесь сухого воздуха и перегретого водяного пара – ненасыщенным, влажным воздухом. Температура, до которой необходимо охлаждать ненасыщенный влажный воздух, чтобы содержащийся в нем перегретый пар стал насыщенным, называется **температурой точки росы (t_p)**.

При охлаждении ненасыщенного влажного воздуха ниже температуры точки росы происходит конденсация (превращение пара в жидкость) водяного пара.

Обычно к влажному воздуху применяют уравнения (законы) для идеальных газов.

Параметры влажного воздуха. Состояние влажного воздуха характеризуется давлением, температурой, влагосодержанием, абсолютной и относительной влажностью, плотностью и энтальпией.

Барометрическое давление влажного воздуха по закону Дальтона равно сумме парциальных давлений сухого влажного и водяных паров.

$$p_{\delta} = p_{c.b} + p_{b.n}, \quad (4.59)$$

где $p_{c.b}$ и $p_{b.n}$, - соответственно, парциальные давления сухого воздуха и водяных паров, Па.

Масса водяных паров, находящихся в 1 м^3 влажного воздуха, численно равная плотности пара ρ_n при парциальном давлении p_n , называется абсолютной влажностью, $(\text{кг}/\text{м}^3)$.

Отношение действительной абсолютной влажности воздуха ρ_n к максимально возможной абсолютной влажности ρ_H при той же температуре называется относительной влажностью, и обозначаются буквой φ или это есть отношение парциального давления p_n водяного пара в ненасыщенном влажном воздухе к парциальному давлению p_H насыщенного влажного воздуха при той же температуре

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_H} = \frac{p_n}{p_H} \quad (4.60)$$

Величина φ показывает в процентах или долях единицы степень насыщенности воздуха водяными парами по отношению к состоянию полного насыщения.

Величина φ сама по себе полностью не характеризует содержание водяного пара во влажном воздухе, для этого еще надо знать температуру насыщения, $p_H = f(t_H)$.

Отношение массы водяных паров m_n содержащихся во влажном воздухе к массе сухого воздуха $m_{c.b}$ находящихся во влажном воздухе называется влагосодержанием воздуха и обозначается буквой d .

$$d = \frac{m_n}{m_{c.b}} \quad (4.61)$$

d – влагосодержание, $\text{кг}/\text{кг.с.в}$

Значение d можно получить по специальным таблицам, а так же из уравнения состояния, соответственно, для сухого воздуха и для водяных паров:

$$p_{c.v} v = m_{c.b} R_{cb} T; \quad (4.62)$$

$$p_{b.n} = m_n R_n T, \quad (4.63)$$

где $m_{c.b}$ и m_n – соответственно массы сухого воздуха и водяных паров, кг; R_{cb} и R_n – газовые постоянные сухого воздуха и водяных паров, Дж/(кг·К). Если вместо масс сухого воздуха и водяных паров из уравнений (4.91) и (4.92) подставить значения в уравнение (4.90) с учетом, что $p_{c.v} = p_\delta - p_n$, а $p_n = \varphi p_H$ из уравнений (4.88) и (4.89) получим

$$d = \frac{\varphi p_H V}{R_n T} * \frac{R_{c.b} T}{(p_v - p_H) V} = \frac{R_{c.b} T}{R_n} * \frac{\varphi p_H}{p_\delta - p_H} = \frac{M_n}{M_{cb}} * \frac{\varphi p_H}{p_\delta - p_H},$$

где $M_n = 18,06$ кг/моль – молярная масса водяного пара; $M_{cb} = 28,95$ кг/моль – молярная масса сухого воздуха, то

$$d = \frac{18,6}{28,95} * \frac{\varphi p_H}{p_\delta - p_H} = 0,622 \frac{\varphi p_H}{p_\delta - p_H} \quad (4.64)$$

Максимально возможное влагосодержание достигается при полном насыщении влажного воздуха водяными парами, т.е. когда $\varphi = 1$ или $\phi = 100\%$

$$d_{нач} = 0,622 \frac{p_H}{p_\delta - p_H} \quad (4.65)$$

Если давление насыщенного пара становится равным внешнему (барометрическому давлению), что достигается при температуре кипения, то

$$d_{max} = 0,622 \frac{\varphi p_H}{p_\delta - p_H}, \text{ т.е. влагосодержание стремится к бесконечности.}$$

Плотность влажного воздуха можно определить по формулам

$$\rho_{в.в} = \sum_{i=1}^n r_i \rho_i, \text{ если известен объемный состав воздуха или по формуле}$$

$$\rho_{в.в} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n g_i / M_i}, \text{ если известен массовый состав воздуха.}$$

Теплоемкость и энтальпия (теплосодержание) влажного воздуха.
Изобарную теплоемкость влажного воздуха. Изобарную теплоемкость влажного

воздуха c_p обычно относят к 1 кг сухого воздуха, т.е. к $(1 + \alpha)$ кг влажного воздуха. Она равна сумме удельной массовой изобарной теплоемкости одного кг сухого воздуха и d кг пара:

$$C_p = C_{pв} + dC_{pn} , \quad (4.66)$$

где C_{pn} - массовая изобарная теплоемкость водяных паров в составе влажного воздуха, кДж/(кг · К). В приближенных расчетах удельную изобарную теплоемкость воздуха можно принять $C_{pв} = 1,8$ кДж/(кг · К), а удельную изобарную теплоемкость водяного пара $C_{pn} = 1,91$ кДж/(кг · К). Тогда формула (4.95) примет вид:

$$C_p = 1106 + 1,91d , \quad (4.67)$$

Энтальпией влажного воздуха называется энтальпия газовой смеси из одного кг сухого воздуха и d кг водяного пара:

$$h = h_{в} + dh_n , \quad (4.68)$$

где $h_{в} = C_{pв} * t$ - энтальпия 1 кг сухого воздуха, кДж/(кг * К); $ch_n = r + 1,91t = 2500 + 1,91t$ - энтальпия 1 кг пара, кДж/(кг * К); $r = 2500$ кДж/кг – теплота парообразования 1 кг пара при 0°C и $p = 101325$ Па; t - температура влажного воздуха.

Таким образом, энтальпия влажного воздуха, отнесенная к 1 кг сухой части влажного воздуха при произвольной температуре t и влагосодержание α определяется по формуле:

$$h = 1,006t + (2500 + 1,91t) * d \quad (4.69)$$

$H - d$ – диаграмма влажного воздуха.

Ряд практических задач в области сушки материалов, кондиционирования воздуха, отопления, вентиляции довольно просто решают с помощью H, d – диаграммы, предложенной Л.К. Рамзиным. Диаграмма представляет собой графическую зависимость параметров, характеризующих состояние влажного воздуха: энтальпии H , влагосодержания α , температуры t , относительной влажности φ , парциального давления водяных паров в паровоздушной смеси при заданном барометрическом давлении p_6 (обычно применяются Hd диаграммы

при $p_6 = 745$ мм.рт.ст). В диаграмме энтальпия H (1+d) кг влажного воздуха (ось ординат) представлена как функция влагосодержания d , г/кг с.в. (ось абсцисс). Для удобства диаграмма строится в косоугольной системе координат, ось абсцисс направлена под углом 135° к оси координат.

На рисунке 4.14 в графическом виде представлено уравнение(4.98). Уравнение (4.98) равно сумме трех отрезков: $H_1 = \frac{2500d_1}{1000}$; $H_2 = 1.006t$; $H_3 = \frac{1.91d}{1000}$

Энтальпия влажного воздуха представляет сумму явной $H_{я} = 1,006t + 1.91d * 10^{-3}$ и скрытой $H_c = 2500 * d * 10^{-3}$ теплоты.

Изотермы, как видно из рисунка 4.14, имеют наклон к оси абсцисс, так как если взять частную производную $\frac{\partial H}{\partial d} = 2500 + 1.91t$, то тангенс угла наклона равен сумме теплоте парообразования и пара. Как видно из выражения $\frac{\partial H}{\partial d} = 2500 + 1.91t$ наклон изотерм несколько возрастает с увеличением температуры, хотя практически в изображении H,d - диаграммы не отражается. Для разных температур получаем семейство прямых - изотермы (рис. 4.14).

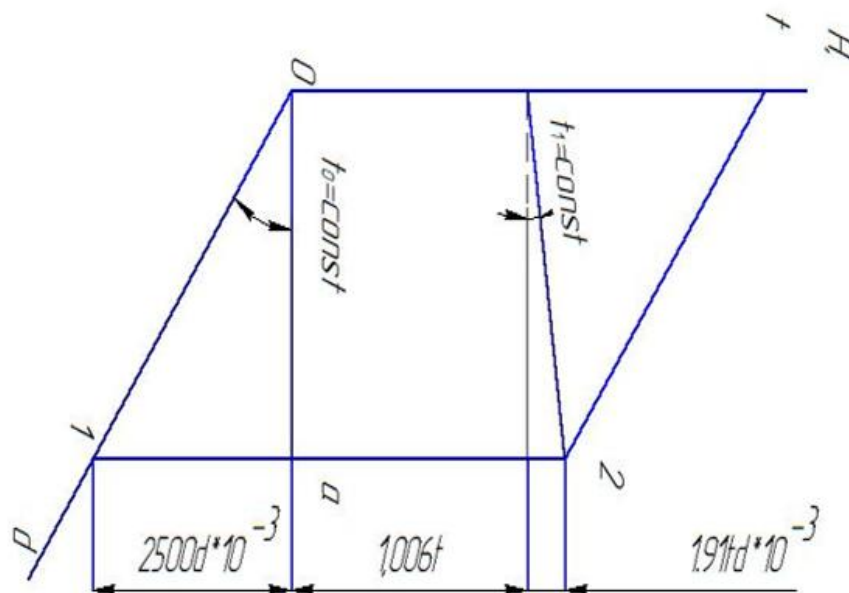


Рис. 4.14 Схема определения энтальпии влажного воздуха в координатах H,d .

Прямая, проведенная из точки 1 линии $H_1 = 0$, параллельно из точки 1 линии точки 2, лежащей на изотерме $t_1 = const$, которая равна сумме трех отрезков

$$H_1 = 2500d * 10^{-3} + 1.006t + 1.91t * d * 10^{-3}.$$

Из уравнения (4.98) видно, что при $d = 0$ г/кг с.в. энтальпия воздуха изменяется пропорционально температуре. Пользуясь таблицами насыщенного водяного пара, по формулам(4.93) и (4.98) для различных значений t и φ можно найти величины H и d , а затем нанести линии $t = const$ и $\varphi = const$ на H, d диаграмму.

Скрытая теплота $H_c = 2500 * d * 10^{-3}$ не зависит от температуры и представляет прямую 0-1, проходящую через начало координат и образуют с осью угол β , тангенс которого $tg\beta = 2500 * 10^{-3}$. При $t = 0$ явная теплота $H_{я} = 0$ для любого d и линия 0-а проходит через начало координат.

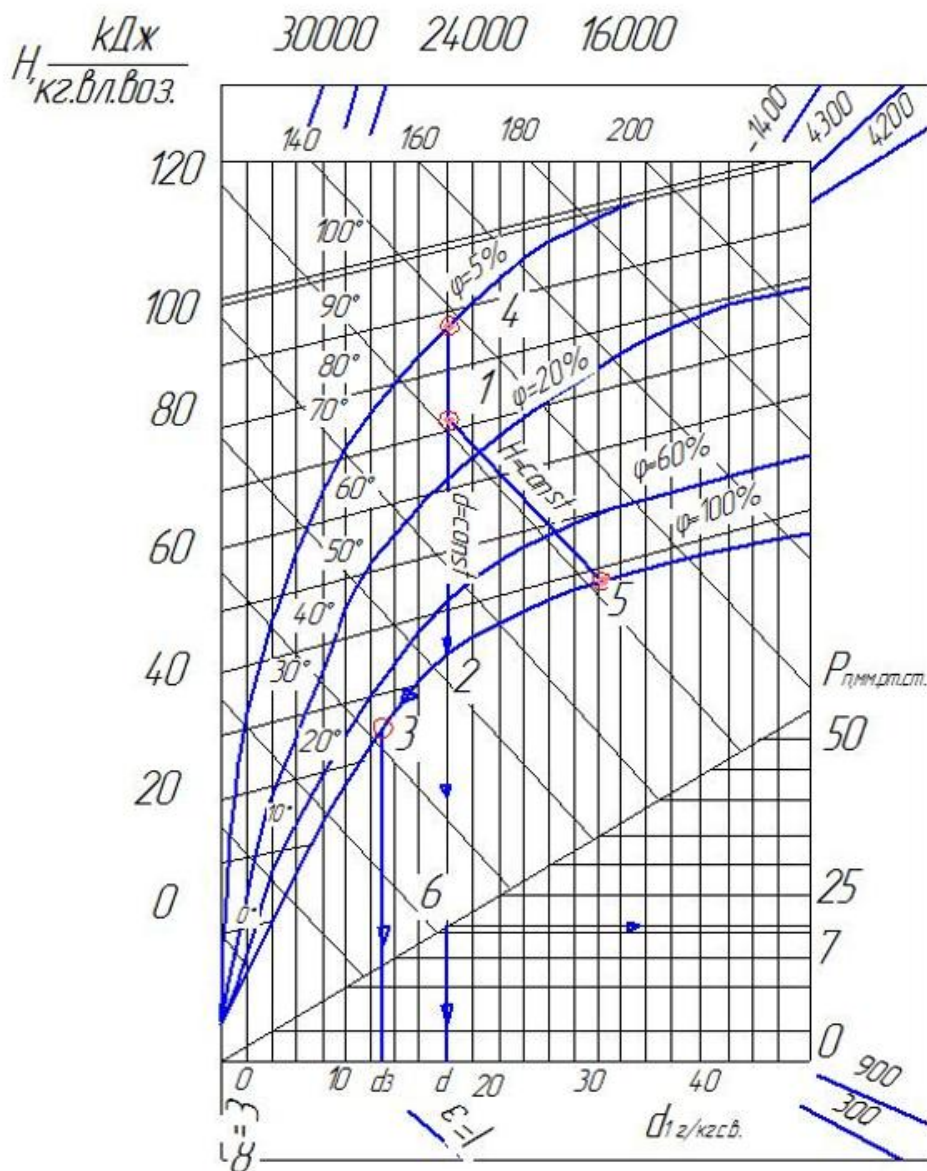


Рис.4.15 H,d- диаграмма, влажного воздуха.

В представленной на 4.14 диаграмме наклонная ось не показана. На оси абсцисс нанесены абсолютные значения влагосодержания d (г/кг с.в.). Таким образом, линии $d = const$ – это вертикальные прямые, а линия $H = const$ – наклонные прямые.

Кривая относительной влажности $\varphi = 100\%$ делит H, d- диаграмму на две части:

выше её – водяные пары, содержащиеся в воздухе, находятся в ненасыщенном состоянии, ниже её – в состоянии перенасыщения или тумана в котором часть влаги находится в виде пара, а часть – в жидком и твердом виде (снег, ледяной

туман, роса). Каждая линия постоянной энтальпии $H = const$ пересекает линию насыщения $\varphi = 100\%$ в определенной точке t_m , обозначающий температуру мокрого термометра.

В нижней части диаграммы H, d , на линии, параллельной оси ординат, наносится шкала парциальных давлений в МПа (мм.рт.ст), начиная с $p_n = 0$ до возможного значения p_n в диапазоне данной диаграммы. В области тумана изотермы практически совпадают с соответствующими линиями $H = const$. H, d - диаграмма строится для определенного значения атмосферного давления, например $p_6 = 745$ мм.рт.ст (99,085кПа). При других давлениях линии $\varphi = const$, и в частности, $\varphi = 100\%$ будет незначительно смещаться. При изменении барометрического давления в пределах ± 20 мм.рт.ст. (2,666 кПа) с достаточной для практики точностью можно пользоваться существующей H, d - диаграммой обозначает вполне определенное физическое состояние воздуха, а переход из одного состояния в другое изображается линией процесса. Так, например, процесс нагрева воздуха на диаграмме H, d (рис.4.14) изображается линией 14 ($d = const$), вертикальной прямой. В процессе охлаждения воздуха в воздухоохладителе при $d = const$ (линия 12) повышается его относительная влажность φ и при определенной температуре t_p , равной температуре точки росы, воздух становится насыщенным водяными парами ($\varphi = 100\%$). Если продолжить охлаждение воздуха, то происходит конденсация водяных паров из него и соответственно осушение воздуха (линия 23). Количество выделившейся влаги определяется конечной температуре t_3 и выражается разностью влагосодержаний $d_1 - d_3$.

Если теплота испарения воды во влажном воздухе берется только из окружающего воздуха, то его влагосодержание воздуха увеличивается, а температура понижается. Такой процесс адиабатного охлаждения пойдет по линии 1-5 при $H = const$, а пределом охлаждения будет адиабатная температура мокрого термометра.

Для определения парциального давления водяных паров во влажном воздухе из точки 1 отпускаем перпендикуляр на ось абсцисс до пересечения с линией парциального давления (линия 16), затем проводим горизонталь 17 и находим в точке 7 p_n водяных паров.

Угловой коэффициент. Построение углового коэффициента H, d - диаграммы. А практике кондиционирования воздуха приходится его нагревать, охлаждать, увлажнять или осушить. При этом происходит переход воздуха из одного состояния в другое. Изменение состояния воздуха характеризуется лучом процесса или угловым коэффициентом, обозначаемым буквой ε :

$$\varepsilon = \frac{H_2 - H_1}{d_2 - d_1} = \frac{\Delta H}{\Delta d}, \quad (4.70)$$

где H_1 и d_1 и H_2 и d_2 – соответственно, энтальпия и влагосодержание начального и конечного состояния влажного воздуха: ΔH - изменение энтальпии, кДж/кг.с.в; Δd - изменение влагосодержания, кг/кг.с.в; ε - угловой коэффициент, кДж/кг. влаги. Таким образом, угловой коэффициент показывает величину изменения количества теплоты на 1 кг воспринятой (отданной) воздухом влаги.

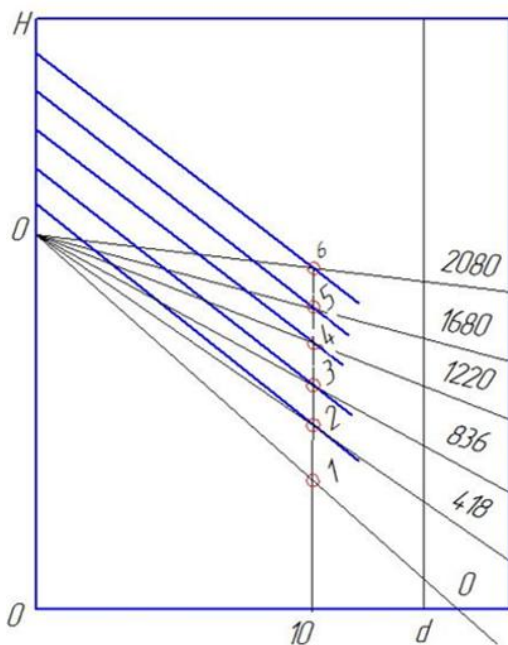


Рис.4.16. Угловой масштаб на $H_1 d$ - диаграмме

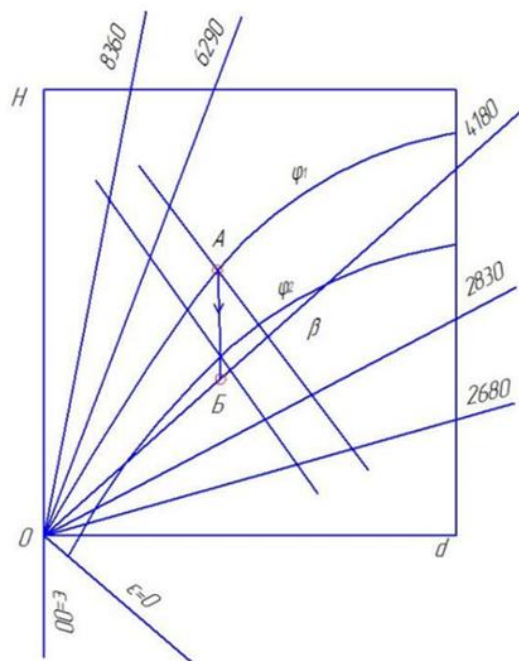


Рис.4.17. Построение углового масштаба $H_1 d$ – диаграмме

Рассмотрим изменения направления луча паровоздушной смеси.

Проводим охлаждение воздуха (направление АБ) при $d = const$, следовательно, $\Delta d = 0$; числовое значение углового коэффициента $\varepsilon \rightarrow \infty$, так $\varepsilon = \frac{\Delta H}{\Delta d} = \frac{\Delta H}{0}$. Ему соответствует луч процесса, проходящий через нулевую точку параллельно линии АБ.

Рассмотрим процесс теоретической сушки. При этом считаем, что $H = const$ (направление АБ). Тогда $\Delta H = 0$; Влагосодержание увеличивается и равно $d_B - d_A$. Численное значение углового коэффициента $\varepsilon = \frac{\Delta H}{\Delta d} = \frac{0}{\Delta d} = 0$; т.е. луч процесса характеризует тепловлажное отношение, равное нулю. Теплота, уменьшаемая в точке А процесса, возвращается в точке В влажному воздуху с влагой в точке В, так как $d_B = d_A$ и $I_A = I_B$. Угловой коэффициент ε характеризуется тепловой процесс при изменении состояния паровоздушной смеси.

Для удобства его применения на полях диаграммы Hd наносят угловой коэффициент, представляющий собой продолжение пучка лучей, исходящих из нулевой точки при $H=0$ и $d=0$ (см. рис.4.16 и 4.17).

При построении углового коэффициента на полях H,d - диаграммы начальные параметры равны нулю ($H_1 = 0; d_1 = 0$). (см. рис.4.17) Тогда значение $\varepsilon = \frac{H_2 - H_1}{d_2 - d_1} = \frac{H_2}{d_2}$.

Давая различные значения $\frac{H_2}{d_2}$, можно провести луч процесса, исходящие из начало координат.

Например, примем отношение $\frac{H}{d} = 0.001 = 0$, с учетом, что влагосодержание измерим в следовательно, 1-0 – луч процесса $\varepsilon = 0$; Аналогично, отношение $\frac{H}{0.001} = 4.18$ соответствует значению $H = 4.18$ кДж/кг с.в. и т.д. Лучи, выражающие изменение состояния паровоздушной смеси, имеющие одинаковые значения углового коэффициента, параллельно друг другу (см. рис.4.17). Это позволяет построить на H,d - диаграмме угловой масштаб.

При построении тепловлажностных отношений на H,d -диаграмме выявляют четыре сектора.

Лучи, лежащие в секторе I, имеющие положительные приращения энтальпии и влагосодержания, а $0 < \varepsilon < \infty$, причем направление луча $\varepsilon = \infty$ совпадает с направлением $d = const$, а $\varepsilon = 0$ с направлением адиабаты $H = const$. В секторе II приращение энтальпии отрицательное, а приращение $d = const$ положительное. Значение углового коэффициента в этом секторе $-\infty < \varepsilon < 0$. В секторе IV угловой коэффициент ε определяется отношением положительных приращений энтальпии к отрицательным приращениям влагосодержания $-\infty < \varepsilon < 0$. Итак, лучи с положительным угловым коэффициентом располагаются в I и III секторах, а с отрицательными - во II и IV секторах.

Определим влажность воздуха. Относительная влажность – один из основных параметров воздуха. Известны четыре способа определения относительной влажности: химический, наблюдение точки росы, с помощью волосяного гигрометра, психометрический. на практике в основном применяется психометрический способ, который основан на разности показаний температур одинаковых сухого и влажного термометров, которые вместе составляют психрометра. Ртутный шарик мокрого термометра обернут батистовой чехол, непрерывно смачиваемой водой.

Сухой термометр показывает температуру окружающего воздуха t_c . При обдувании шариков термометров влажным воздухом с мокрой ткани влага испаряется, происходит охлаждение ткани и баллончика, поэтому показания температуры t_m мокрым термометром будут всегда ниже сухого

$t_m < t_c$. Количество испаряемой воды с мокрого термометра прямо пропорционально разности температур $t_c - t_m$, чем суше воздух, тем больше разность.

Зависимость влагосодержания d от величин t_c и t_m устанавливается экспериментально, по результатам которых составляются специальные

психометрические таблицы или диаграммы. По результатам мокрого и сухого термометра психрометра по этим таблицам и диаграммам определяются относительная влажность воздуха.

Смешивание объемов воздуха разных параметров. Очень часто в инженерной практике приходится вести расчеты со смесью воздуха разных параметров. Например, чистый воздух смешивается с частью воздуха из помещения, и т.д.

Параметры смеси $t_{см}, H_{см}, d_{см}$ можно определить расчетным путем или H, d - диаграмме влажного воздуха. Напишем уравнение баланса по теплоте и влаги.

Баланс по теплосодержанию:

$$m_1 H_1 + m_2 H_2 = (m_1 + m_2) H_{см}, \text{ откуда}$$

$$H_{см} = (m_1 H_1 + m_2 H_2) / (m_1 + m_2), \quad (4.71)$$

где m_1 и m_2 – соответственно массы влажного воздуха, входящих в состав смеси, кг.

Точно так же из баланса влагосодержания находим влагосодержание смеси:

$$d_{см} = (m_1 d_1 + m_2 d_2) / (m_1 + m_2), \quad (4.72)$$

Аналогично определяем температуру смеси двух количеств влажного воздуха:

$$t_{см} = \frac{m_1 t_1 + m_2 t_2}{m_1 + m_2}, \quad (4.73)$$

Обозначим отношение масс $\frac{m_1}{m_2} = z$. Разделим числитель и знаменатель правых частей уравнений (4.100) и (4.101) на m_2 и получим:

$$H_{см} = \frac{(z H_1 + H_2)}{(z + 1)}; \quad d_{см} = \frac{(z d_1 + d_2)}{z + 1}.$$

Решая последние уравнения относительно z , получим:

$$z = \frac{H_2 - H_{см}}{H_{см} - H_1} = \frac{d_2 - d_{см}}{d_{см} - d_1}, \quad (4.74)$$

$$z = \frac{d_2 - d_{\text{см}}}{d_{\text{см}} - d_1} = \frac{H_2 - H_{\text{см}}}{H_{\text{см}} - H_1}, \quad (4.76)$$

Из уравнения (4.105) видно, что точка C лежит на прямой 1-2 и делит линию 1-2 на отрезки, обратно пропорциональные массам воздуха m_1 и m_2 .

Для определения параметров смеси можно прямую 1-2 разделить на $z+1$ частей и отложить отрезок, равной единице от точки 1, так как $d_{\text{см}} - d_1 = (d_2 - d_1)/(z + 1)$.

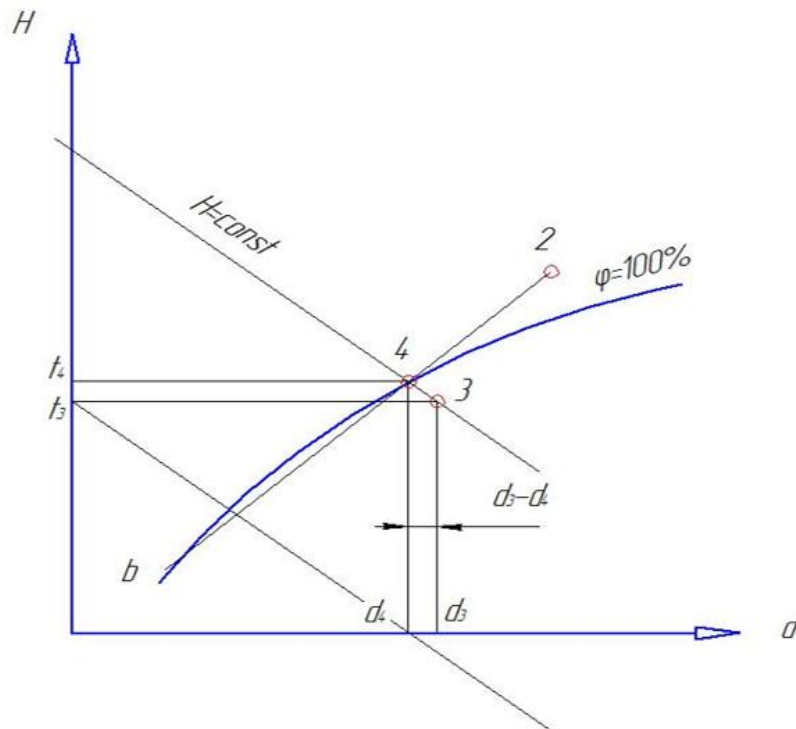


Рис.4.20. Процесс смещения воздуха при пересечении кривой насыщения ($\varphi = 100\%$)

Если при смещении воздуха точка смеси (рис.4.20) оказалась в зоне, лежащей ниже кривой насыщения ($\varphi = 100\%$), где воздушно-паровая смесь существовать не может. Точка 3 будет характеризовать состояние сконденсировавшейся и выпавшей из воздуха влаги с температурой t_3 , близкой к температуре смеси. Такое состояние воздуха является неустойчивым и перейдет в более устойчивое состояние, в точку 4 на кривой $\varphi = 100\%$. Процесс сопровождается выпадением влаги в количестве $d_3 - d_4$. Можно считать, что переход из точки 3 в точку 4 происходит при $H = const$. При этом за счет

теплоты преобразования z , освободившейся при конденсации с d_3 до d_4 , возрастает температура с t_3 до t_4 (рис. 4.20).

Вопросы для самоконтроля

- 1 Основные термодинамические процессы водяного пара.
- 2 Какими параметрами характеризуется состояние влажного насыщенного пара?
- 3 Дайте определения абсолютной и относительной влажности воздуха.
- 4 Какими параметрами характеризуется сухой насыщенный пар?
- 5 Что называется влажным воздухом?
- 6 Какими параметрами характеризуются состояния влажного воздуха?
- 7 Что называется относительной влажностью?

ГЛАВА 5 ТЕРМОДИНАМИКА ОТКРЫТЫХ СИСТЕМ

5.1 Уравнение первого закона термодинамики для потока

В открытой термодинамической системе кроме обмена теплотой и работой с окружающей средой происходит и обмен массой рабочего тела. Это, например, расширение пара или газа в паровых и газовых турбинах, сжатие газа или пара в компрессорах.

Рассмотрим лишь одномерные стационарные потоки, в которых параметры рабочего тела меняются в направлении совпадающим с вектором скорости, и не зависят от времени. Условие неразрывности течения в таких потоках заключается в одинаковости массового расхода m_t рабочего тела в любом сечении канала (трубопровода):

$$m_t = S * \frac{c}{v} = const, \quad (5.1)$$

где S – площадь поперечного сечения канала, m^2 ; c - скорость течения рабочего тела, м/с; m_t - массовый секундный расход ,кг/с.

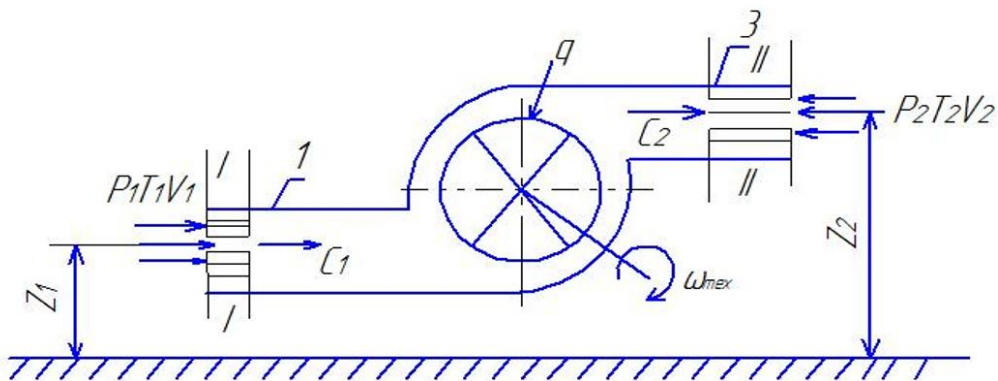


Рис.5.1 Открытая термодинамическая система.

Рассмотрим перемещение одного кг рабочего тела в термодинамической системе, представленной схематически на рис.5.1.

По выпускному коллектору одно рабочее тело массой один кг с параметрами p_1, T_1, v_1 со скоростью c_1

поступает в тепломеханический агрегат (двигатель, турбина, компрессор и т.д.). Здесь рабочему телу подается удельная теплота q от внешнего источника и с вала $l_{\text{тех}}$. Отработавшее рабочее тело удаляется через выпускной патрубок 3 со скоростью c_2 , имея параметры p_2, T_2, v_2 .

Составим энергетический баланс агрегата. На входе рабочее тело вталкивается в агрегат. Для этого нужно преодолеть давление p_1 . При $p_1 = \text{const}$, каждый килограмм рабочего тела может занять объем, равной удельному объему v_1 при затрате работы $l_{\text{вт}} = -p_1 v_1$. Работа совершается под газом, поэтому она отрицательна.

Для того, чтобы выйти в выпускной патрубок 3, рабочее тело должно вытолкнуть из него 1 кг рабочего тела, ранее находящегося в нем, преодолев давление p_2 , то есть должен произвести работу выталкивания $l_{\text{вт}} = p_2 v_2$. Работа совершается газом- положительными.

Сумма $l_{\text{вт}} = p_2 v_2 - p_1 v_1$ - работа вытеснения.

Кроме того рабочее тело на входе обладает внутренней энергией u , кинетической энергии $c_1^2/2$, потенциальной энергией gz_1 , соответственно на входе $u_2, \frac{c_2^2}{2}$ и gz_2 .

При подводе удельной теплоты q , удельная работа расширения рабочим телом совершается на поверхностях, ограничивающих выделенный движущийся объем, т.е. на стенах агрегата и границах, выделяющих этот объем в потоке. Часть стенок агрегата не подвижна (цилиндр в поршневой машине, корпус в турбине), и работа расширения равна нулю. Другая часть стенок специально делается подвижной (поршень в поршневой машине, рабочие лопатки в турбине и турбокомпрессоре), и рабочее тело совершает на них удельную техническую работу $l_{\text{тех}}$. Кроме того некоторая часть работы $l_{\text{тр}}$ затрачивается на преодоление сил трения. При этом выделяется эквивалентное количество теплоты $q_{\text{тр}}$.

Уравнение энергетического баланса для открытой термодинамической системы (для тепломеханического агрегата будет)

$$u_1 + p_1 v_1 + c_1^2/2 + q + q_{\text{тр}} + g z_1 = l_{\text{тех}} + l_{\text{тр}} + u_2 + p_2 v_2 + c_2^2/2 + g z_2 \quad (5.1)$$

Из-за незначительности энергией положения можно пренебречь. Теплота трения равна работе трения ($q_{\text{тр}} = \omega_{\text{тр}}$), а $u + pv = h$, уравнение энергического баланса принимает вид

$$q = h_2 - h_1 + l_{\text{тех}} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \quad (5.2)$$

Данное уравнение является математическим выражением первого закона термодинамики для потока, который формулируется так: теплота, подведенная к потоку на увеличение энтальпии рабочего тела, на совершение технической работы и на увеличение кинетической энергии потока.

В дифференциальной форме уравнение (5.2) записывается в виде

$$\partial q = dh + \partial l_{\text{тех}} + d\left(c^2/2\right) \quad (5.3)$$

Данное уравнение справедливо как для равновесных, так и для неравновесных процессов.

Если изменения скорости равно нулю, т.е. $c_1 = c_2$, а техническая работа не совершается ($l_{\text{тех}} = 0$), т.е. для теплообменных аппаратов первый закон принимает вид

$$q = h_2 - h_1 \quad (5.4)$$

Если теплообмен с внешней средой не происходит ($q = 0$), (в тепловых двигателях считают, что процесс происходит настолько быстро, что теплообмен с внешней средой отсутствует), а изменение кинетической энергии ($c_2^2/2 - c_1^2/2$) $\ll l_{\text{тех}}$, поэтому считают, что $l_{\text{тех}}$ совершается за счет уменьшения энтальпии:

$$l_{\text{тех}} = h_1 - h_2 \quad (5.5)$$

Сравнивая формулы (2.29а) и (5.5) видим, что

$$l_{\text{тех}} = -l_0 = -\int_{p_1}^{p_2} v dp \quad (5.6)$$

При движении потока в специально спрофилированных каналах, предназначенных для ускорения и торможения потока (сопла и диффузоры) $\omega_{\text{тех}} = 0$ и уравнение (5.3) принимает вид

$$\delta q = dh + d\left(\frac{c^2}{2}\right)$$

С другой стороны, к объему рабочего тела, движущегося в потоке, применимо выражение (2.29) $\delta q = dh + vdp$.

Приравнивая правые части двух последних уравнений получим

$$cdc = -vdp \quad (5.7)$$

Как видно из уравнения (5.7) dc и dp имеют противоположные знаки. Следовательно увеличение скорости течения в канале ($dc > 0$) возможно лишь при уменьшении давления в нем ($dp < 0$).

Каналы, в которых происходит ускорение потока, называются соплами, а торможение диффузорами.

Течение в соплах и диффузорах можно считать адиабатными ($q=0$), так как их длина невелика, а скорость течения среды достаточно высокая. Тогда уравнение (5.2) примет вид

$$\frac{(c_2^2 - c_1^2)}{2} = h_1 - h_2 \quad (5.8)$$

Следовательно, **ускорение адиабатного потока происходит за счет уменьшения энтальпии, а при торможении потока вызывает увеличение энтальпии.**

5.2 Расчет процесса истечения с помощью диаграммы h,s водяного пара

Истечение без трения. Так как водяной пар не является идеальным газом, расчет его истечения в соплах и диффузорах лучше выполнять с помощью h,s -диаграммы водяного пара.

Скорость истечения на выходе из канала в соответствии с уравнением (5.8)

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + c_1^2} \quad (5.9)$$

Если скорость на входе в канале $c_1 \ll 50 \text{ м/с}$, то его значением можно пренебречь. Тогда уравнение (5.9) примет вид

$$c_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0} \quad (5.10)$$

где h_1 и h_2 – удельные энтальпии пара на входе и на выходе из канала, КДж/кг.

Если потерями энергии на трение при движении водяного пара по каналу и теплоотдачей к его стенкам пренебрегаем, то процесс истечения при адиабатном процессе протекает при $S = \text{const}$ и h, s - диаграмме изображается вертикальной прямой.

На рис.5.2 энтальпия h_1 определяется на пересечении линий $p_1 = \text{const}$ и $t_1 = \text{const}$, а h_2 находится на пересечении линии адиабаты 12 с изобарой $p_2 = \text{const}$.

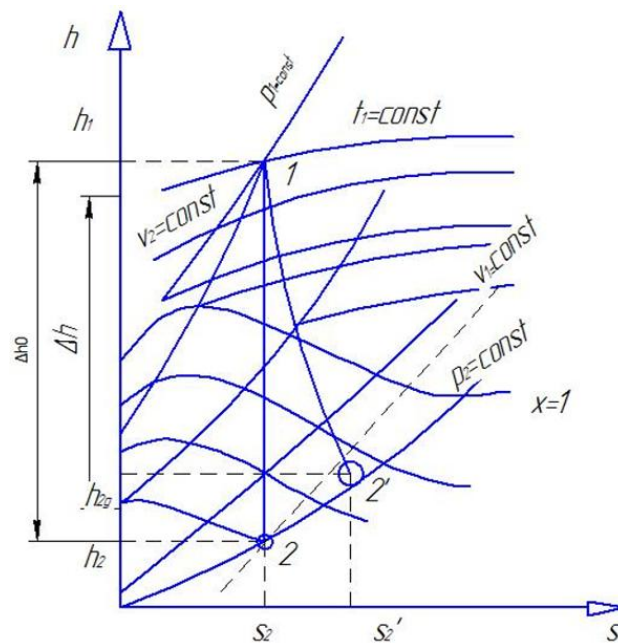


Рис.5.2 Процесс теоретического 12 и действительного 12' истечения пара

Если в формулу (5.10) значения энтальпий подставлять в КДж/кг, то получим

$$c_2 = \sqrt{2000(h_1 - h_2)} = 44,72\sqrt{(h_1 - h_2)} \quad (5.11)$$

Массовый секундный расход пара определяется по уравнению (5.1)

$$m_t = F * c_2 / v_2,$$

где F – площадь сечения сопла на выходе, м²; c_2 – скорость истечения, $\frac{м}{с}$; v_2 – удельный объем пара на выходе из сопла.

Как видно из уравнения (5.7) с уменьшением давления среды скорость истечения и соответственно массовой секундный расход возрастают и достигают максимальных значений при $\beta_{кр} = \frac{p_2}{p_1}$.

При дальнейшем уменьшении отношения давлений значения m_t остается постоянной.

По гипотезе А. Сан-Венана (1839г) это объясняется тем, что в сужавшемся сопле невозможно получить давление газа ниже некоторого критического значения $p_{кр}$, соответствующему расходу через сопло.

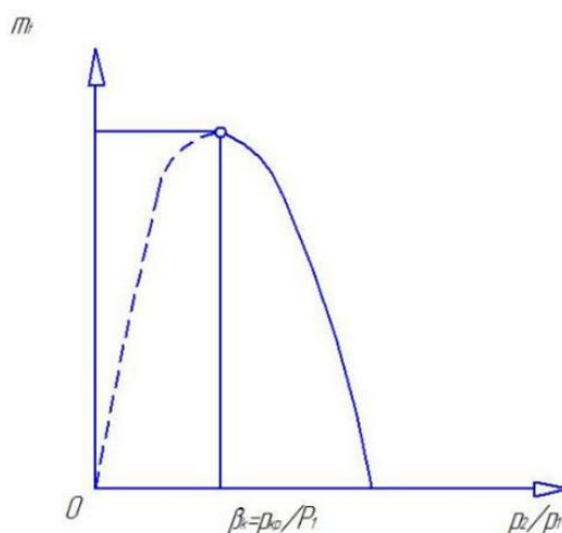


Рис.5.3 Зависимость m_t от отношения $\frac{p_2}{p_1}$.

Действительно, как известно из курса физики, импульс давления распространяется в сжимаемой среде со скоростью $a = \sqrt{kp_k v_{кр}}$, поэтому когда скорость истечения меньше скорости звука ($c < 0$) уменьшение давления за соплом определяется по потоку газа внутрь канала с относительной скоростью a и приводит к перераспределению давления (при том же значении давления

рабочего тела p_1 перед соплом). В результате в выходном сечении канала устанавливается давление, равное давлению среды.

Если же скорость истечения $c = a$, то скорость движения потока в выходном сечении и скорость распространения давления будут одинаковы. Упругие колебания, которые возникают при дальнейшем снижении давления среды за соплом, не смогут распространяться против течения в сопле, так как относительная скорость $a - c$ будет равно нулю. Поэтому, несмотря на то, что давление за соплом снизилось, скорость истечения остается постоянной и достигает своего критического значения $C_{кр}$, массовый секундный расход m_t достигает своего максимума, площадь выходного сечения канала становится минимальным S_{min} , а отношение давлений $\frac{p_2}{p_1} = \beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1}$ становится критическим:

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (5.12)$$

Для одноатомного газа $\beta_{кр} = 0,49$, для двухатомного $\beta_{кр} = 0,528$, для трехатомного газа и перегретого водяного пара $\beta_{кр} = 0,546$ и для насыщенного пара определяется по уравнению:

$$C_{кр} = 44,72 \sqrt{h_1 - h_{кр}}, \quad (5.13)$$

где $h_{кр}$ - удельная энтальпия пара при критическом давлении $p_{кр} = \beta_{кр} * p_1$.

Максимальный секундный расход при этом будет:

$$m_{t \max} = \frac{44,72 * S_{min} \sqrt{h_1 - h_{кр}}}{v_{кр}}, \quad (5.14)$$

где $v_{кр}$ - удельный объем пара при критическом давлении, $\text{м}^3/\text{кг}$.

Для получения скорости пара выше критической применяют комбинированное сопло (сопло Лаваля) или же сопло с косым срезом.

Действительный процесс истечения пара является необратимым вследствие трения потока о ступени сопла и внутреннего трения между струйками потока выделяется теплота трения, и энтропия рабочего тела

возрастает. На рис (5.2) действительный процесс адиабатного расширения изображен условно пунктирной линией 12g. При одинаковом перепаде давления разность энтальпий $h_1 - h_{2g} < h_1 - h_2$ на величину Δh_0 . Уменьшении разности энтальпий приводит к уменьшению скорости истечения и соответственно кинетической энергии потока ($c_{2g}^2/2 > c_2^2/2$). Потеря кинетической энергии в сопле вследствие трения выражается разностью $(h_1 - h_2) - (h_1 - h_{2g}) = h_{2g} - h_2$. Отношение потерь энтальпий в сопле к располагаемому теплопадению Δh_0 называется коэффициентом потери энергии в сопле и обозначается буквой ξ :

$$\xi = \frac{h_{2g} - h_2}{\Delta h_0} = \frac{\Delta h_0 - \Delta h}{\Delta h_0} = 1 - \frac{\Delta h}{\Delta h_0} \quad (5.15)$$

Выразим действительный теплоперепад через располагаемое $\Delta h = \Delta h_0(1 - \xi)$ и подставим его в уравнение (5.11). Тогда

$$c_{2g} = 44,72\sqrt{(1 - \xi)\Delta h_0} = \varphi\sqrt{\Delta h_0} \quad (5.16)$$

где $\varphi = \sqrt{(1 - \xi)}$ - скоростной коэффициент сопла. В современных соплах $\varphi = 0,695 \dots 0,98$.

5.3 Дросселирование газов и паров

Дросселированием называется необратимый процесс понижения давления потока при прохождении им местного сужения без уменьшения кинетической энергии и совершения технической работы.

Рассмотрим течение рабочего тела через дроссельную шайбу, установленную в трубопроводе (рис.5.4).

Дросселирование считается адиабатным процессом. При переходе рабочего тела из сечений I в сечение II и при одинаковом диаметре трубопровода скорости $c_1 = c_2$.

Согласно уравнению (5.8) $h_1 = h_2$, где h_1 и h_2 энтальпии рабочего тела в сечениях I-I и II-II. Давление при дросселировании уменьшается на величину $\Delta p = p_1 - p_2$.

Поскольку $h = u + pv$, то из равенства $h_1 = h_2$ получаем, что $u_1 + p_1 v_1 = u_2 + p_2 v_2$ или

$$u_1 - u_2 = p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Для идеальных газов в соответствии с уравнением (4.6) $h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1) = c_p(t_2 - t_1)$, поэтому температура в результате дросселирования идеального газа остается постоянной, вследствие чего $u_1 = u_2$ и $p_1 v_1 = p_2 v_2$.

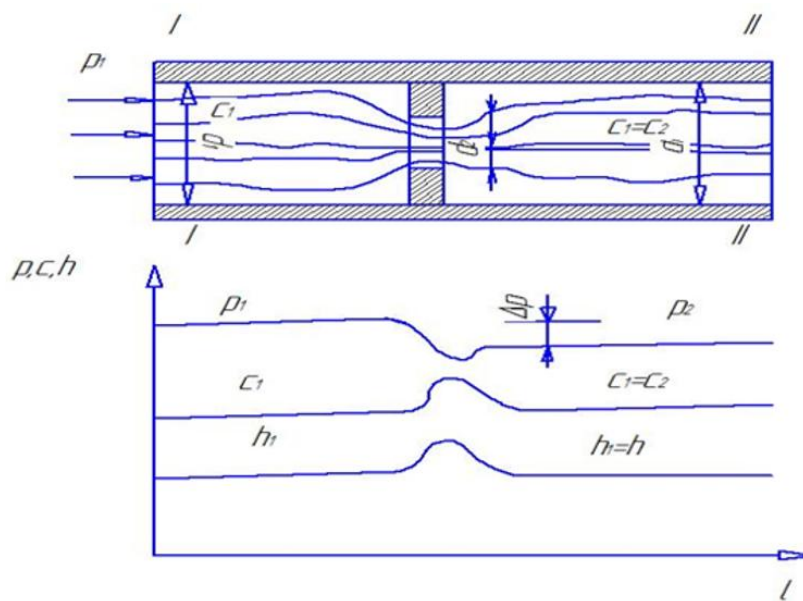


Рис. 5.4 Дросселирование идеального газа

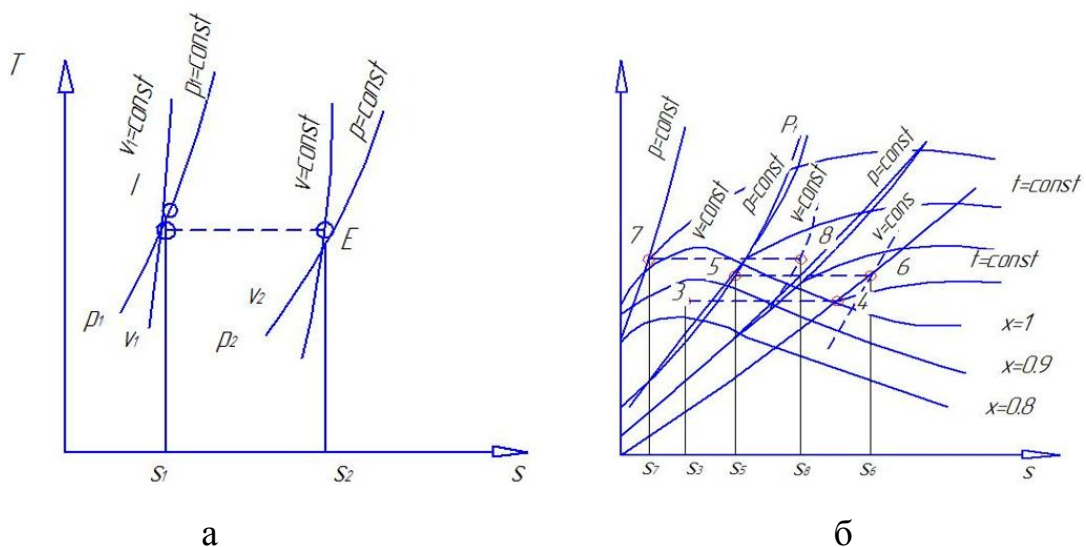


Рис. 5.5 Дросселирование идеального газа (а) и водяного пара (б)

При дросселировании реальных газов происходит изменение эффектом Джоуля-Томсона. При этом может быть три случая:

— температура при дросселировании понижается $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h > 0$. Эффект Джоуля-Томсона положителен. При дросселировании газы охлаждаются за счет уменьшения кинетической составляющей энтальпии;

— температура на дросселировании возрастает за счет увеличения внутренней энергии $u_2 - u_1 > 0$, так как работа вытеснения $p_2 v_2 - p_1 v_1$ отрицательная и превалирует в этих условиях. Эффект Джоуля – Томсона отрицательный $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h < 0$;

— температура, при которой эффект Джоуля – Томсона меняет знак $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h = 0$, называется температурой инверсии.

На рисунке 5.4 условно показано изменение параметров идеального газа (а) и водяного пара (б). Условность изображения состоит в том, что только крайние точки дают действительные состояния рабочего тела, промежуточные точки действительному процессу не соответствуют, так как проходят при переменных h и t .

При дросселировании влажный насыщенный пар может превратиться в сухой насыщенный (процесс 34), перегретый (процесс 56), а перегретый пар может превратиться в сухой насыщенный, влажный насыщенный, опять в сухой насыщенный и перегретый пар (процесс 7-8). Во всех случаях дросселирования температура пара уменьшается, что позволяет регулировать мощность паросиловых установок. Процесс дросселирования также широко применяется для получения низких температур и снижения газов.

Итак, при дросселировании идеальных и реальных газов энтальпия остается постоянной, энтропия и удельный объем возрастает, давление падает.

Кроме того у идеальных газов температура остается постоянной $T_1 = T_2$, а у реальных газов происходит изменение температуры.

5.4 Термодинамический анализ процессов в компрессорных машинах

Компрессором называется машина, предназначенная для сжатия и перемещения газов и паров. Они нашли широкое применение в технике, являясь одним из основных агрегатов газовых турбин, в поршневых двигателях с наддувом и холодильных установках.

По способу сжатия газа или пара их подразделяют на объемные компрессоры (поршневые, ротационные, шестеренные) и на центробежные компрессоры (турбинные). Несмотря на конструктивные различия, термодинамика процессов, происходящих в них одинакова, поэтому для анализа процессов будем рассматривать работу поршневого компрессора как наиболее простого по конструкции.

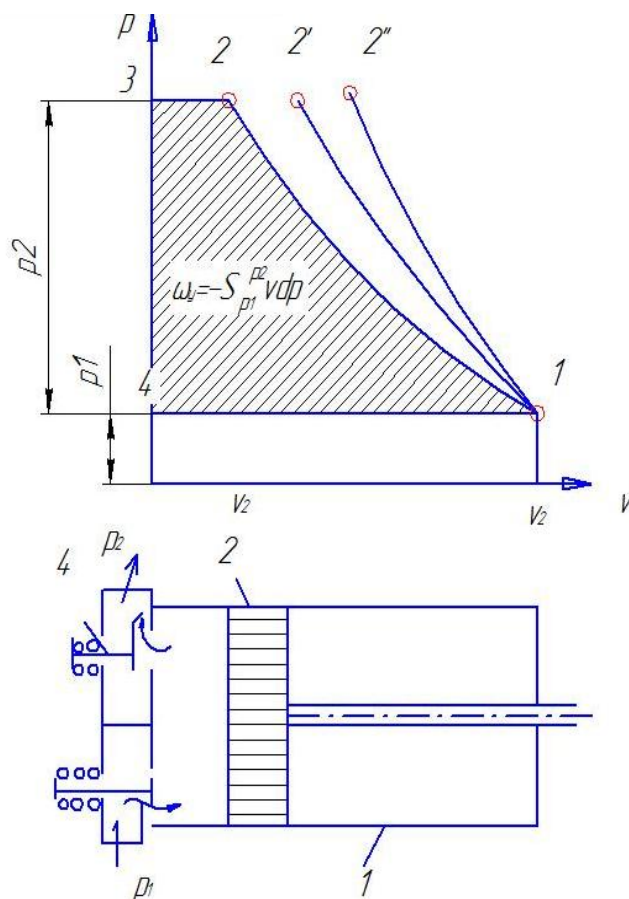


Рис. 5.6. Схема компрессора и индикаторная диаграмма идеального компрессора

Компрессор состоит (рис.5.6) из цилиндра 1, поршня 2, всасывающего и нагнетательного 4 клапанов. Рабочий процесс совершается за два хода поршня или один оборот коленчатого вала. При движении поршня слева направо давление в цилиндре становится меньше давления p_1 , и под действием разности этих давлений открывается всасывающий клапан 3. Цилиндр заполняется газом (паром). Всасывание изображается на индикаторной диаграмме линией 41. При обратном движении поршня всасывающий клапан 3 закрывается и газ (пар) сжимается по линии 12. Давление в цилиндре 1 увеличивается до тех пор, пока не станет больше давления p_2 . Под действием этих давлений открывается нагнетательный клапан 4 и газ (пар) выталкивается в ресивер по линии 23. Затем нагнетательный клапан закрывается и все процессы повторяются.

Индикаторную диаграмму не следует смешивать с $p\nu$ - диаграммой, которая строится для постоянного количества рабочего тела. В индикаторной диаграмме идеального компрессора (рис.5.6) линии всасывания 41 и нагнетания 23 не являются термодинамическими процессами, так как состояние рабочего тела остается постоянным – меняется только его количество.

Компрессор называется идеальным, если сжатый в цилиндре рабочее тело полностью без остатка выталкивается поршнем, потери энергии в клапанах, утечки и перетечки газа через неплотности, силы трения поршня о стенки цилиндра отсутствуют.

Термодинамический расчет компрессора выполняется с целью определения работы, затрачиваемой на сжатие и определения мощности приводного двигателя.

Удельная работа, затрачиваемая на сжатие газа (пара) при условии обратимости всех процессов и приращения кинетической энергии рабочего тела определяется по формуле:

$$l_k = -l_{\text{тех}} = \int_{p_1}^{p_2} \nu dp , \quad (5.17)$$

$-l_{\text{тех}}$ - удельная работа, затрачиваемая двигателем на вращение вала компрессора, Дж/кг. На индикаторной диаграмме l_k изображается площадью 12341 (работа изотермического сжатия).

Работа затраченная на привод идеального компрессора, зависит от характера процесса сжатия. При изотермическом сжатии определяется она по формуле:

$$l_{k \text{ из}} = -RT \ln \frac{p_2}{p_1}, \quad (5.18)$$

При адиабатном сжатии удельная работа на привод компрессора будет:

$$l_{k \text{ ад}} = \frac{K}{K-1} RT_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} - 1 \right), \quad (5.19)$$

Она численно равна площади 12'341.

Работу на привод компрессора при адиабатном сжатии можно определить и по формуле:

$$l_{k \text{ ад}} = h_1 - h_2, \quad (5.20)$$

При политропном сжатии удельная работа на привод компрессора:

$$l_{k \text{ пол.}} = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right), \quad (5.21)$$

Удельная работа на привод идеального компрессора при политропном сжатии численно равно площади 12'341.

Таким образом, сжатие по изотерме дает наименьшую площадь на индикаторной диаграмме и, следовательно, наименьшую затрату работы. Наибольшая затрата работы получается при адиабатном сжатии.

Чтобы приблизить процесс сжатия к изотермическому, необходимо отводить теплоту от сжимаемого в компрессоре рабочего тела теплоту. С этой целью стенки цилиндра компрессора охлаждаются. Охлаждение может быть водяным или воздушным. Наиболее эффективно жидкостное охлаждение. Однако практически сжатие осуществляется по политропе с показателем $n=1,8 \dots 1,22$, поскольку достичь значения $n=1$ не удастся.

На рис. 5.7 представлена действительная индикаторная диаграмма одноступенчатого поршневого компрессора. На ней процесс всасывания изображен линией 41, сжатия -12, нагнетания 23. Линия 34 характеризует процесс расширения рабочего тела, оставшегося в некотором свободном пространстве между поршнем и крышкой цилиндра в момент нахождения поршня в крайнем верхнем положении. Этот объем называется вредным объемом V_b , так как уменьшает производительность компрессора вследствие расширения, оставшегося рабочего тела от давления p_2 меньше p_1 . При этом всасывание начинается только в точке 4 и в цилиндр поступит новая порция газа объемом V , меньше рабочего объема V_h на величину $V_h - V$. Степень использования рабочего объема V_h цилиндра компрессора оценивается объемным КПД компрессора:

$$\lambda_V = \frac{V}{V_h}, \quad (5.22)$$

где V_h - рабочий объем цилиндра компрессора, м^3 ; V - действительный объем поступившего в цилиндр рабочего тела, м^3 .

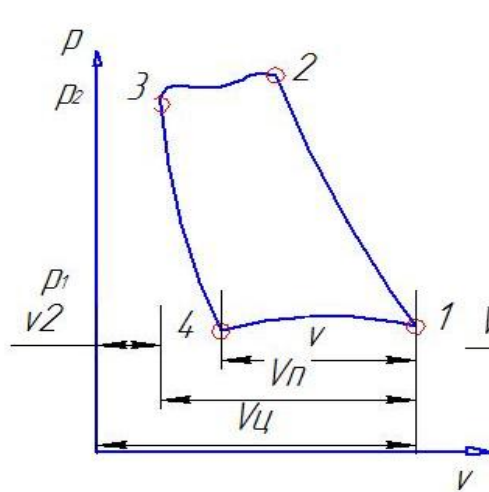


Рис.5.7 Индикаторная диаграмма одноступенчатого компрессора

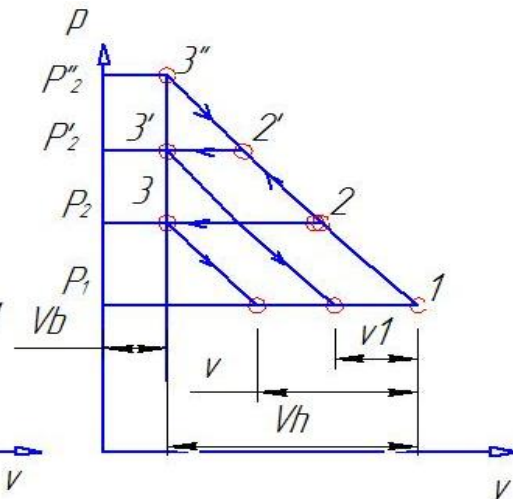


Рис.5.8 Индикаторная диаграмма сжатия в одноступенчатом компрессоре при $P''_2 > P'_2 > P_2$

Таким образом, отличие действительной индикаторной диаграммы от теоретической в одноступенчатом поршневом компрессоре (см. рис. 5.7) заключается в наличии вредного объема V_b в реальном компрессоре, в также потерь на дросселирование во всасывающем и нагнетательном клапанах. В результате этого всасывание происходит при давлении, меньше p_1 , в нагнетательном трубопроводе.

Объемный КПД λ_V с увеличением вредного объема V_b уменьшается, так как происходит уменьшение рабочего объема V_h , следовательно, уменьшение объема всасываемого газа (пара).

Уменьшение объемного КПД происходит также при повышении давления сжатия p_2 , что наглядно видно из рисунка 5.8. При достижении давления p_2'' , когда линия сжатия 13'' пересекает линию вредного объема 33', компрессор будет сжимать и расширять одну и ту же порцию газа (пара), так как будет отсутствовать процесс всасывания. Объемный КПД λ_V в этом случае равен нулю, производительность компрессора также равна нулю. Компрессор работает «на себя».

Кроме того с повышением давления сжатия растет температура сжатия $T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{K-1}{K}}$ рабочего тела, в том числе и оставшегося во вредном объеме. Повышается также температура стенок цилиндра. При всасывании новой порции рабочего тела происходит его нагрев от стенок цилиндра и перемешивания с нагретым газом (паром), оставшимся во вредном объеме. Все это приводит к увеличению удельного объема газа (пара), всасываемого в цилиндр, и, следовательно, уменьшению его массы.

Суммарное уменьшение производительности компрессора оценивается коэффициентом наполнения:

$$\eta_{\text{нап}} = \lambda_V \left(\frac{T_1'}{T_1}\right) = \left(\frac{V}{V_h}\right) \left(\frac{T_1'}{T_1}\right), \quad (5.23)$$

где T_1' - температура всасываемого газа, K ; T_1 - температура газа, нагретого в цилиндре в результате всасывания.

Уменьшение объемного КПД λ_v и ухудшение условий смазки из-за роста температуры рабочего тела с ростом конечного давления делают одноступенчатый компрессор непригодным для получения высокого давления.

Для оценки степени совершенства реальных компрессоров их сравнивают с идеальными. При этом для охлаждаемого компрессора вводят изотермический КПД:

$$\eta_{\text{из}} = \frac{l_{\text{из}}}{l_{\text{д}}} = \frac{N_{\text{из}}}{N_{\text{д}}}, \quad (5.24)$$

где $l_{\text{из}}$ - работа на привод идеального компрессора при изотермическом сжатии (5.18); $l_{\text{д}}$ - работа на привод действительного охлаждаемого компрессора (5.21); $N_{\text{из}}$ и $N_{\text{д}}$ - соответствующие мощности приводных устройств, Вт, $N_{\text{из}} = m_t * l_{\text{из}}$, m_t - массовая секундная производительность компрессора, кг/с.

Для неохлаждаемых компрессоров вводится адиабатический КПД:

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{l_{\text{ад}}}{l_{\text{д}}} = \frac{N_{\text{ад}}}{N_{\text{д}}}, \quad (5.25)$$

где $l_{\text{ад}}$ - удельная работа на привод идеального компрессора, Дж/кг. $N_{\text{ад}} = m_t * l_{\text{ад}}$ - мощность приводного устройства при адиабатном сжатии, Вт.

Значения $\eta_{\text{из}}$ и $\eta_{\text{ад}}$ для различных типов компрессоров определяют на заводских испытаниях и указывают в технической характеристике компрессора.

Мощность двигателей при изотермическом и адиабатном сжатии могут быть определены:

$$N_{\text{д}} = \frac{N_{\text{из}}}{\eta_{\text{из}}} = \frac{m_t l_{\text{из}}}{\eta_{\text{из}}}; \quad N_{\text{д}} = \frac{N_{\text{ад}}}{\eta_{\text{ад}}} = \frac{m_t l_{\text{ад}}}{\eta_{\text{ад}}}.$$

В реальном компрессоре сжатие происходит по политропе. Эффективная мощность N_e в политропном процессе сжатия на привод компрессора определяется с учетом потерь на трение, влияния вредного объема, уменьшения производительности из-за нагрева газа (пара) и имеет вид:

$$N_e = \frac{m_t l_n}{\eta_{\text{п}} \eta_{\text{м}} \eta_{\text{нап}}}, \quad (5.26)$$

где l_n - удельная работа на привод компрессора при политропном сжатии (5.21), Дж/кг; η_n - КПД компрессора при политропном сжатии; η_m - механический КПД, учитывающий потери на трение; $\eta_{нап}$ - КПД наполнения.

Работа политропного процесса определяется по формуле (5.21), где показатель политропы n вычисляют по параметрам рабочего тела в начале и конце процесса сжатия:

$$n = \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) / \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right), \quad (5.27).$$

Для получения газов (паров) высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры (рис. 5.9). В них процесс сжатия осуществляется в нескольких последовательно соединенных цилиндрах с промежуточным охлаждением газа после каждого сжатия.

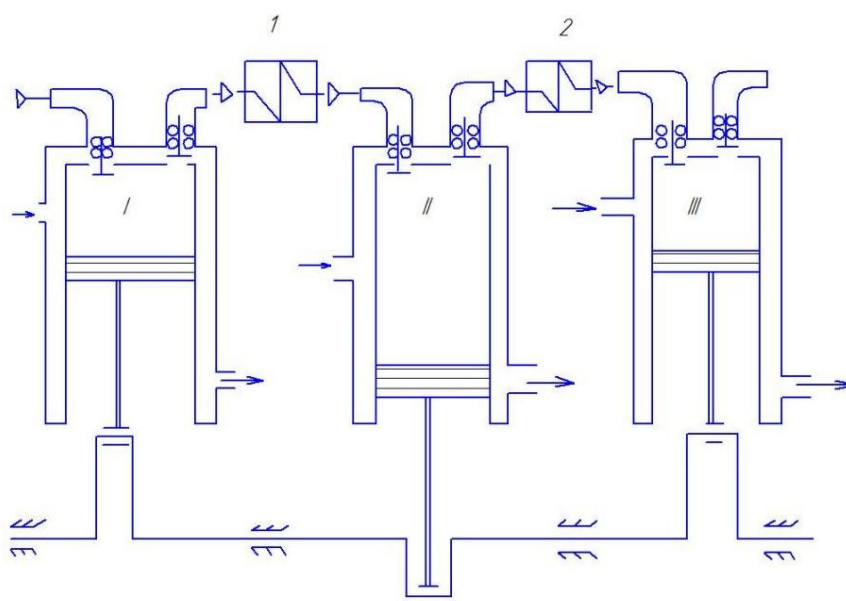


Рис. 5.9 Принципиальная схема 3х ступенчатого поршневого компрессора I...III ступени сжатия; 1,2 – промежуточные охладители

Индикаторная диаграмма 3х ступенчатого компрессора изображена на рис.5.10.

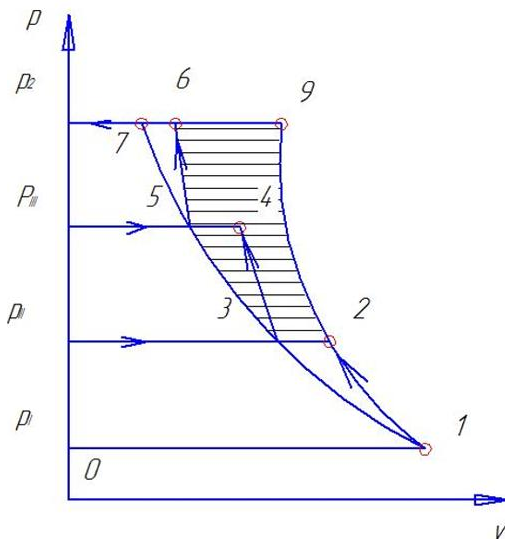


Рис. 5.10 Индикаторная диаграмма
3х ступенчатого компрессора

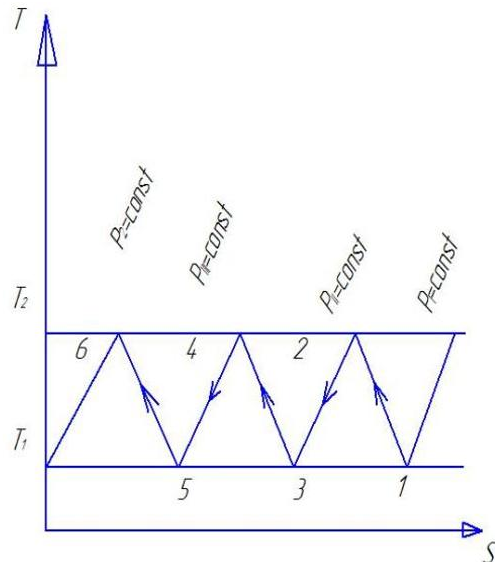


Рис. 5.11 Изображение процесса
сжатия 3х ступенчатого компрессора
в T_1s - диаграмме

В первой ступени компрессора газ (пар) сжимается по политропе 12 до давления p_{II} , затем он по политропе 12 до давления P_{II} затем он поступает в промежуточный охладитель 1, где охлаждается до начальной температуры T_1 (линия 2 P_{II}). После охладителя газ (пар) поступает во вторую ступень - $P_{II}3$ и политропно сжимается по линии 34 до давления P_{III} . Затем охлаждается до температуры T_1 в охладителе 2 при постоянном давлении $P_{III} = const$ – линия 4 P_{III} и поступает в цилиндр третьей ступени (линия $P_{III}5$), где политропно сжимается до давления P_2 по линии 56 и нагнетается в ресивер (линия 6 P_2).

Если бы процесс сжатия осуществлялся по изотропе 1357, то работа сжатия была бы минимальна. Если бы сжатие проводилось в одноступенчатом компрессоре по линии 19, величина затраченной работы на сжатие была бы больше на величину заштрихованной площади 2345692 (см. рис. 5.10).

При конструировании многоступенчатых компрессоров отношения давлений для каждой ступени принимают одинаковыми, начальные и конечные

температуры, а так же показатели политропы равными $\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} = \frac{P_6}{P_5} = \chi$ отсюда

следует, что $\frac{P_2 P_4 P_6}{P_1 P_3 P_5} = \chi^3$, так как $P_2 = P_3; P_4 = P_5, \chi = \sqrt[3]{P_6/P_1}$.

Если числа ступени равно z , то величина χ будет:

$$\chi = \sqrt[z]{\frac{P_{2z}}{P_1}}.$$

При равенстве температур рабочего тела на входе в каждую ступень и отношений давлений затраты удельной работы на сжатие во всех ступенях будут одинаковыми:

$$l_1 = l_2 = l_3 ,$$

где:

$$l_1 = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right);$$

$$l_2 = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left(\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right);$$

$$l_3 = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left(\left(\frac{p_6}{p_5} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right).$$

Отсюда $l_k = 3l_1$ или при Z ступенях $l_k = Zl_1$, т.е. для определения затраченной работы на привод компрессора необходимо работу одной ступени умножить только на число ступеней Z .

Вопросы для самоконтроля

- 1 Какой процесс движения потока называется дросселированием?
- 2 Опишите математическое выражение первого закона термодинамики для потока.
- 3 Для чего применяется охлаждение компрессора?
- 4 При каком способе сжатия в компрессоре будет наименьшая затрата работы?
- 5 Как осуществляется процесс сжатия газа в многоступенчатых компрессорах?

ГЛАВА 6 ИДЕАЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ (ДВС)

6.1 Идеальные циклы двигателей внутреннего сгорания.

На возможность создания двигателей внутреннего сгорания первым указал Сади Карно. Идеи, высказанные им в работе «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу», (1824) в дальнейшем были полностью реализованы.

В 1860 году француз Лемуар построил двигатель внутреннего сгорания (ДВС), работавший на газе. Однако он не получил широкого распространения, так как имел низкий КПД. В 1862 году французский инженер Бо-де-Роша запатентовал двигатель, принципы создания которого совпадали с идеями Карно. Эти принципы были осуществлены немецким инженером Отто, который в 1877 году создал бензиновый двигатель.

В 1897 году немецким инженером Р. Дизелем был разработан двигатель высокого сжатия, работающий на керосине. Распыление керосина происходило воздухом высокого давления, получаемым от компрессора.

В 1904 году русским инженером Г. В. Тринклером был построен двигатель со смешанным сгоранием топлива – сначала при постоянном объеме, а затем при постоянном давлении (бескомпрессорный дизель), который получил широкое распространение.

Все современные ДВС подразделяются на три основные группы в зависимости от используемого цикла:

- с подводом теплоты при постоянном объеме $v = const$ (цикл Отто);
- с подводом теплоты при постоянном давлении $p = const$ (цикл Дизеля);
- с подводом теплоты при постоянном объеме и при постоянном давлении $p = const$ (цикл Тринклера).

По циклу Отто работают все карбюраторные двигатели, по циклу Дизеля – все компрессорные дизели и по циклу Тринклера – все бескомпрессорные дизели.

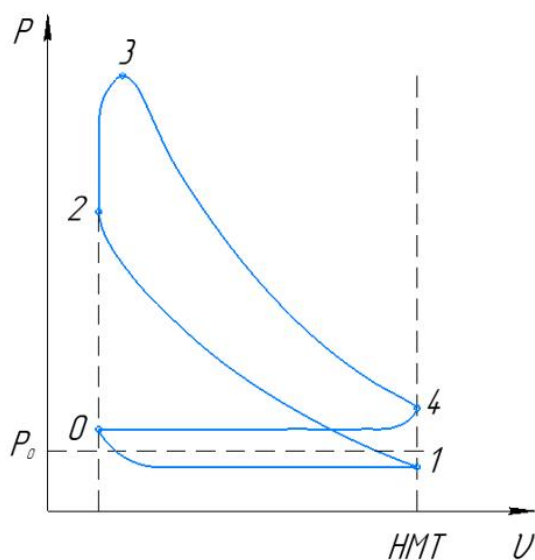
При исследовании идеальных термодинамических циклов применяют следующие допущения: рабочее тело – идеальный газ с постоянной теплоемкостью; количество рабочего тела 1 кг и постоянно; теплота к рабочему телу подводится от внешнего источника теплоты; отвод теплоты к нижнему источнику теплоты; между рабочим телом и источниками теплоты имеет место бесконечно малая разность температур; рабочее тело обладает свойствами воздуха.

При исследовании идеальных термодинамических циклов поршневых ДВС определяют: количество подведенной и отведенной теплоты; основные параметры состояния в характерных точках цикла, показатели цикла (ϵ , λ и ρ) и термический КПД цикла η_t .

6.2 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме газа ($v = const$)

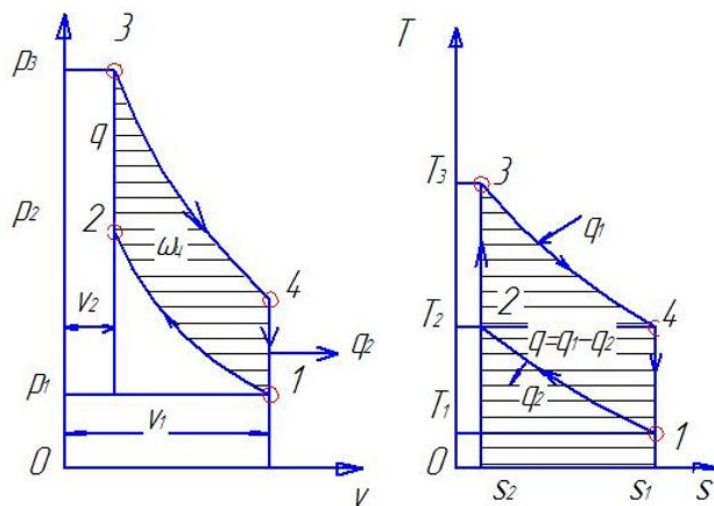
Исследование работы реального поршневого двигателя подводится по индикаторной диаграмме, снятой специальным прибором – индикатором. Рассмотрим индикаторную диаграмму двигателя, работающего со сгоранием топлива при постоянном объеме и идеальный цикл этого же двигателя в координатах $p_1 v$ и $T_1 s$. (рис.6.2 (а) и (б))

При давлении поршня от внутренней мертвой точки к наружной происходит всасывание горючей смеси (линия 0-1). Процесс всасывания не является термодинамическим процессом, так как параметры рабочей смеси остаются постоянными, а изменяется масса и объем смеси в цилиндре.



а

Рис.6.1 Индикаторная диаграмма ДВС с подводом теплоты при $v = const$



б

Рис.6.2 Идеальный цикл поршневого ДВС координатах p_1v – (а) и T_1s – (б) цикла Отто

По линии 1-2 происходит процесс сжатия. При этом поршень движется от наружной мертвой точки (НМТ) к внутренней (ВМТ). Когда поршень не доходит до ВМТ на определенную величину подается электрическая искра и смесь мгновенно воспламеняется. Эта величина называется углом опережения зажигания. При этом давление мгновенно возрастает – процесс 23 и достигает своего максимума в ВМТ (точка 3). Температура также становится максимальной. Когда поршень идет к НМТ идет процесс расширения 34. В точке 4 открывается выпускной клапан и продукты сгорания выбрасываются в окружающую среду при давлении чуть выше атмосферного, линия 40 на индикаторной диаграмме – линия выхлопа. Коленчатый вал двигателя за это время делает два оборота, а поршень 4 хода. В связи с чем рассматриваемый двигатель называется 4х тактным. I такт – всасывание; II такт – сжатие; III такт – расширение и IV такт – выхлоп. Работа совершается только при расширении газа и этот такт называется рабочим тактом.

В термодинамике исследуют только идеальные обратимые циклы с выше изложенными допущениями.

Идеальный цикл поршневого ДВС с подводом теплоты при $v = const$ представлен на p_1v и T_1s - диаграммах на рисунке 6.2.

Идеальный газ массой 1 кг и со свойствами воздуха сжимается по адиабате 12 от давления p_1 до давления p_2 . При этом удельный объем газа уменьшается от v_1 до v_2 , температура возрастает от T_1 до T_2 . **Процесс характеризуется отношением $v_1/v_2 = \varepsilon$ - степенью сжатия.** В изохорном процессе 23 к рабочему телу от ВМТ подводится удельная теплота q_1 равное:

$$q_1 = C_v(T_3 - T_2),$$

где C_v - удельная массовая теплоемкость рабочего тела со свойствами воздуха, Дж/(кг* К). Процесс характеризуется отношением давлений λ равное: $\lambda = p_3/p_2$

- степень повышения давления. Температура $T_3 > T_2$ процесс 34 ($q = 0$) происходит расширение рабочего тела до давления p_4 и первоначального удельного объема $v_4 = v_1$. При этом температура уменьшается $T_4 < T_3$.

В изохорном процессе 41 происходит отвод теплоты:

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

Подставляя значения теплоты q_1 и q_2 в формулу (3.4) для термического КПД тепловых машин, получаем:

$$\eta_{tv} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{C_v(T_4 - T_1)}{C_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}, \quad (6.1)$$

Выразим параметры рабочего тела через характеристики цикла и первоначальной температуры T_1 .

Точка 2:

$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon}; P_2 = P_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = P_1 \varepsilon^k; T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1}.$$

Точка 3:

$$v_3 = v_2; P_3 = P_2 \lambda = P_1 \lambda \varepsilon^k. \frac{T_3}{T_2} = \frac{P_3}{P_2} = \lambda. T_3 = T_2 \lambda = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1}.$$

Точка 4:

$$\begin{aligned} v_4 = v_1; P_4 = P_3 \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^K &= P_3 \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^K = \frac{P_3}{\varepsilon^k} = P_1 \lambda; \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}; T_4 = \\ &= T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \left(\frac{1}{\varepsilon^{k-1}}\right) = T_1 \lambda. \end{aligned}$$

Если в формулу (6.1) вместо температур T_4, T_3, T_2 подставить их значения, выраженные через температуру T_1 и характеристики цикла ε и λ , то получим:

$$\eta_{tv} = 1 - \frac{T_1 \lambda - T_1}{T_1 \lambda \varepsilon^{k-1} - T_1 \varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{T_1 (\lambda - 1)}{T_1 \varepsilon^{k-1} (\lambda - 1)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \quad (6.2)$$

Термический КПД цикла с подводом теплоты при постоянном объёме увеличивается с повышением степени сжатия ε и показателя адиабаты K .

Однако повышение степени сжатия в данных двигателях ограничивается преждевременным самовоспламенением горючей смеси. Поэтому эти двигатели имеют относительно низкие КПД. Степень сжатия в зависимости от рода топлива в таких двигателях находится в пределах 6...10.

Работа цикла определяется по формуле:

$$l_{ц} = q_1 \eta_{tv} = C_v (T_3 - T_2) \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}\right), \quad (6.3)$$

Все карбюраторные двигатели работают с подводом теплоты $v = const$ и принудительным воспламенением горючей смеси.

6.3 Циклы ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении газа ($p = const$)

Двигатели, работающие по циклу с подводом теплоты при постоянном давлении имеют ряд преимуществ по сравнению с работающими по циклу с подводом теплоты при постоянном объеме. Раздельное сжатие воздуха и топлива позволяет значительно увеличить степень сжатия ($\varepsilon = 14 \dots 18$). Нет необходимости в запальных устройствах, так как топливо, распыляемое в раскаленный воздух, самовоспламеняется. Кроме того, раздельное сжатие воздуха и топлива позволяет использовать любое дешевое жидкое топливо –

нефть, мазут, смолы и др. Постоянство давления при горении обеспечивается соответствующей регулировкой топливной форсунки.

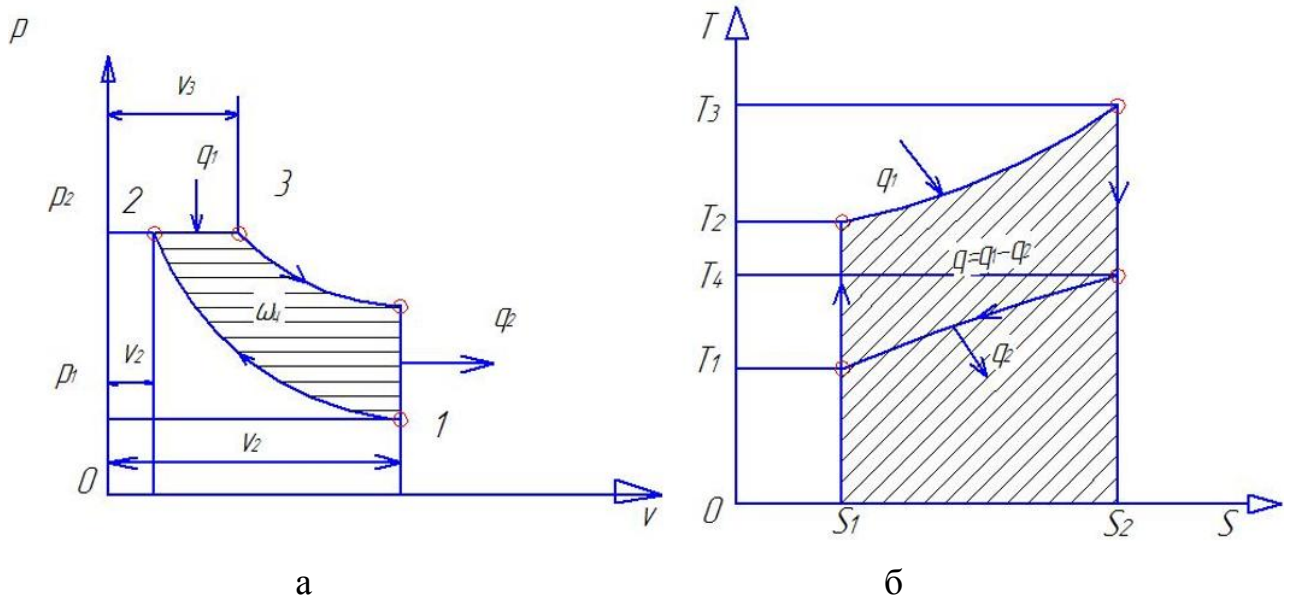


Рис.6.3 Цикл ДВС с подводом теплоты при $p = const$ в $p_1 v$ – (а) и $T_1 s$ – (б) координатах

Рассмотрим идеальный цикл двигателя в $p_1 v$ и $T_1 s$ - координатах (рис.6.3). Рабочее тело с начальными параметрами $p_1 v_1$ и T_1 адиабатно сжимается по линии 12. В изобарном процессе 23 подводится теплота q_1 равное $q_1 = C_p(T_3 - T_2)$. При этом поршень перемещается к НМТ от ВМТ. В точке 3 прекращается подвод теплоты и происходит расширение по адиабате 34. В точке 4 открывается выпускной клапан и происходит удаление продуктов сгорания, изохорный отвод теплоты q_2 по линии 41:

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

Характеристиками цикла являются степень сжатия ε и степень предварительного расширения $\rho = v_3/v_2$.

Термический КПД цикла по формуле (3.4):

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{C_v(T_4 - T_1)}{C_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{K(T_3 - T_2)}, \quad (6.4)$$

где $K = C_p/C_v$ - показатель адиабаты (коэффициент Пуассона).

Выразим параметры в характерных точках цикла через первоначальные параметры и характеристики цикла.

Точка 2:

$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon}; p_2 = p_1 \varepsilon^k; T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1};$$

Точка 3:

$$v_3 = v_2 = \frac{v_1 \rho}{\varepsilon}; p_3 = p_2 = p_1 \varepsilon^k; T_3/T_2 = v_3/v_2 = \rho$$

Отсюда

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

Точка 4:

$$v_4 = v_1; p_4/p_3 = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^k = \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^k = \left(\frac{v_2 \rho}{v_1} \right)^k;$$

$$p_4 = p_3 \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^k = p_1 \varepsilon^k \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^k = p_1 \rho^k \quad T_4/T_3 = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} =$$

$$\left(\frac{v_2 \rho}{v_1} \right)^{k-1} \quad \text{отсюда}$$

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

Подставляя полученные значения температур в формулу (6.4) получим

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{T_1 \rho^k - T_1}{k(T_1 \rho \varepsilon^{k-1} - T_1 \varepsilon^{k-1})} = 1 - \frac{T_1 (\rho^k - 1)}{k T_1 \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)} = 1 - \frac{\rho^{k-1}}{k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)}$$

Как видно из формулы (6.5), с увеличением ε и k термический КПД цикла возрастает, а с увеличением ρ — уменьшается.

Работа цикла

$$l_{ц} = q_1 \eta_{tp} = c_p (T_3 - T_2) \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} - \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)} \right) \quad (6.6)$$

6.4 Циклы ДВС со смешанном подводом теплоты (при $p=\text{const}$) и ($v=\text{const}$)

Существенным недостатком двигателей работающих по циклу Дизеля является необходимость использования компрессора, применяемого для подачи топлива. Его наличие усложняет конструкцию двигателя и уменьшает экономичность его работы, так как 6...10% от общей мощности затрачивается на привод компрессора.

От недостатков цикла Отто и цикла Дизеля лишен цикл Тринклера. По данному циклу работает бескомпрессорный двигатель высокого сжатия, где на сжатый воздух в цилиндре двигателя с высокой температурой топливным насосом через форсунку впрыскивается в камеру сгорания жидкое дизельное топливо. В камере сгорания происходит самовоспламенение и горение топлива при постоянном объеме, а потом горение продолжается при постоянном давлении, так как поршень перемещается от ВМТ и НМТ. На рис.(6.4) представлен цикл Тринклера в p,v (а) и T,s (б) координатах

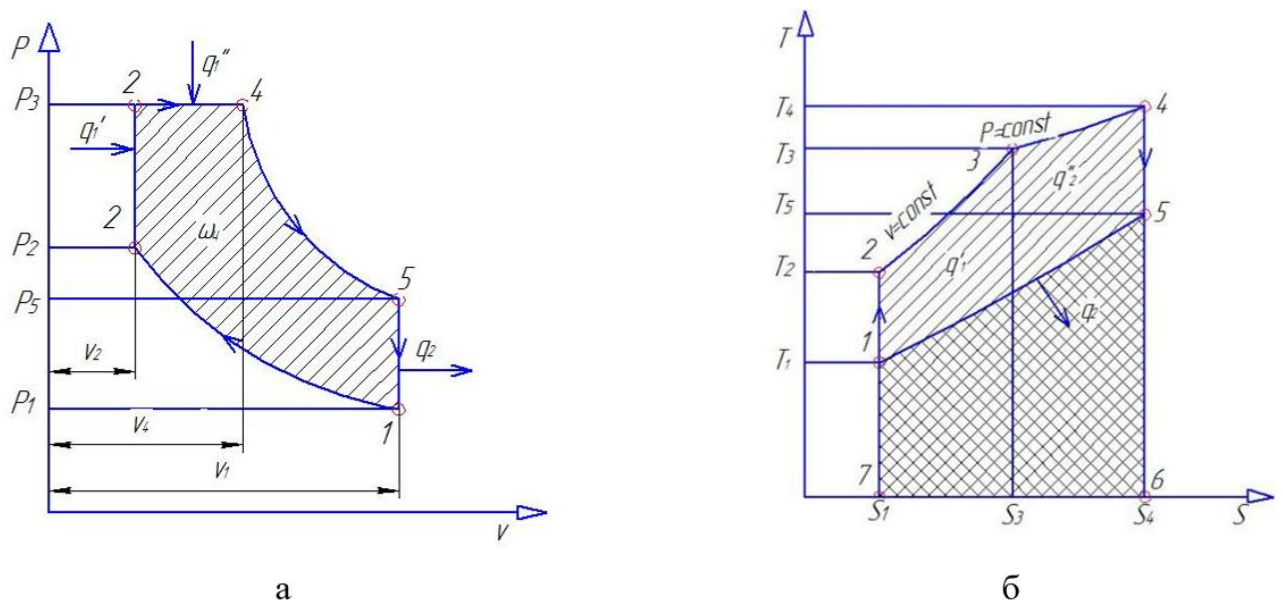


Рис.6.4 Цикл со смешанным подводом теплоты в $p_1v -$ (а) и $T_1s -$ (б) диаграммах

В адиабатном процессе 12 рабочее тело сжимается до параметров в точке 2. Давление $P_2 > P_1$ температура $T_2 > T_1$, удельный объем $v_2 < v_1$. Процесс характеризуется степенью сжатия $\varepsilon = v_1/v_2$.

В изохорном процессе 23 к рабочему телу подводится q_1' теплоты, равное $q_1' = C_v(T_3 - T_2)$. Давление и температура повышаются ($P_3 > P_2, T_3 > T_2$) а удельный объем остается постоянной ($v_2 = v_3$). В изобарном процессе 34 подводится вторая доля теплоты q_1'' , равная $q_1'' = C_p(T_4 - T_3)$. Процесс характеризуется степенью предварительного расширения $\rho = v_4/v_3$. Давление $P_3 = P_4$, температура $T_4 > T_3$. В процессе 45 происходит адиабатное расширение до первоначального удельного объема $v_5 = v_1$. При этом давлении уменьшается до $P_5 < P_4$ и температура падает до $T_1 < T_5 < T_4$. Процесс характеризуется степенью последующего расширения $\sigma = \frac{v_5}{v_4} = \frac{v_1}{v_4}$. По изохоре 51 происходит отвод теплоты q_2 равное $q_2 = C_v(T_5 - T_1)$. При этом процессе давление уменьшается до P_1 , температура падает до первоначальной температуры T_1 .

Термический КПД цикла по формуле (3.4):

$$\eta_{tc} = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + K(T_4 - T_3)}, \quad (6.7)$$

Определим параметры в характерных точках через первоначальные параметры.

Точка 2:

$$v_2 = v_1/\varepsilon; p_2 = p_1 \varepsilon^K; T_2 = T_1 \varepsilon^{K-1}.$$

Точка 3:

$$v_3 = v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon}; P_3 = P_2 \lambda = P_1 \lambda \varepsilon^K; T_3 = T_2 \lambda = T_1 \lambda \varepsilon^{K-1}.$$

Точка 4:

$$v_5 = v_1; p_5 = p_4 \left(\frac{v_4}{v_5}\right)^k = p_4 \sigma^k = p_1 \lambda \varepsilon^k \left(\frac{v_1 \rho}{v_1 \varepsilon}\right)^k = p_1 \lambda \rho^k;$$

$$T_5 = T_4 \left(\frac{v_4}{v_5}\right)^{k-1} = T_4 \sigma^{k-1} = T_1 \lambda \rho \varepsilon^{k-1} \left(\frac{v_1 \rho}{v_1 \varepsilon}\right)^{k-1} = T_1 \lambda \rho^k$$

Подставив найденные значения температур в формулу (6.6) имеем

$$\eta_{tc} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} * \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1)} \quad (6.8)$$

Как видно из формулы (6.7) с увеличением $\lambda_1 \varepsilon$ и k термический КПД цикла возрастает, а с увеличением ρ - уменьшается.

Данный цикл обобщает циклы с изобарным и изохорным подводом теплоты. Если $\lambda = 1$, то получим цикл с изобарным подводом $P_2 = P_3$ теплоты. Если $\rho = 1$, то цикл будет с подводом теплоты при $v = const$.

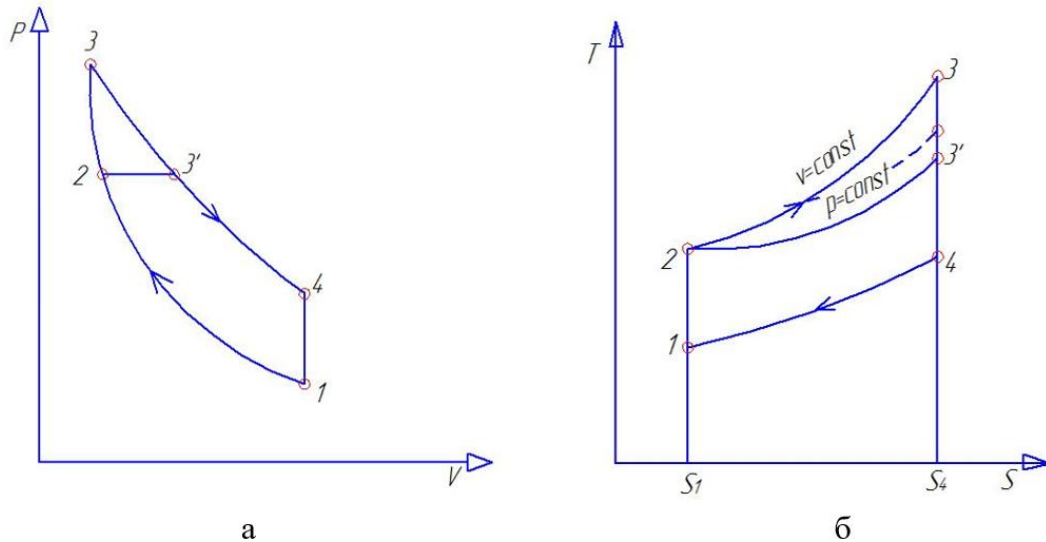


Рис.6.5 Циклы поршневых ДВС в $p_1 v$ – (а) и $T_1 s$ – (б) с подводом теплоты при $v = const$ и $p = const$.

Если сравнить циклы при одинаковой степени сжатия, цикл с подводом теплоты при $v = const$ имеет наибольший термический КПД.

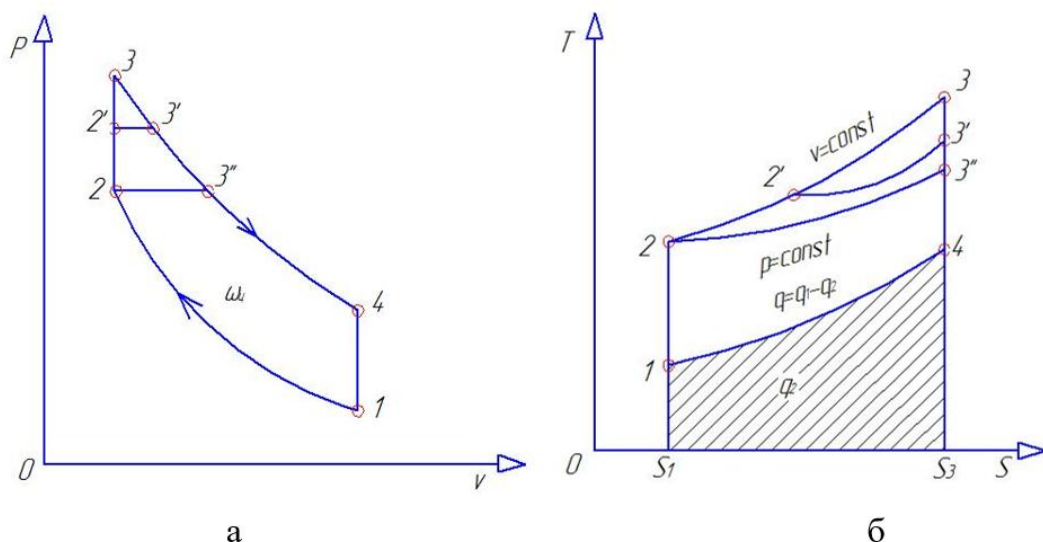


Рис.6.6 Диаграммы $p_1 v$ – (а) и $T_1 s$ – (б) циклов поршневого ДВС при одинаковой степени сжатия ($\varepsilon_v = \varepsilon_p = \varepsilon_c$)

Как видно из рисунка (6.6 а) наибольшая работа цикла (площадь 1234) у цикла с подводом теплоты при $v = const$, а наименьшая – у цикла с подводом теплоты при $p = const$. Цикл со смешанным подводом теплоты занимает промежуточное положение между этими циклами. Из диаграммы, T_1s идеальных циклов поршневых ДВС видно наибольшую площадь использованной теплоты имеет цикл с подводом теплоты при $v = const$ при одинаковом количестве отводимой теплоты. Площадь $12341 > \text{площадь } 12'3'41 > 12''3''41$. Но как уже было сказано, в поршневых двигателях, работающих по циклу Отто (карбюраторные ДВС) степень сжатия $\varepsilon = 6 \dots 10$.

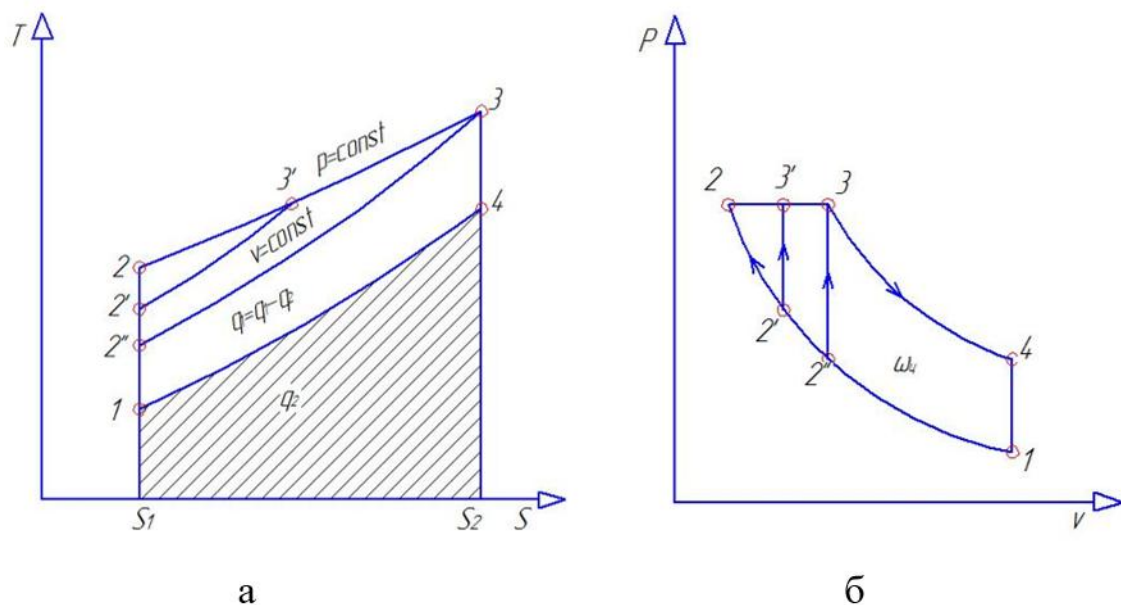


Рис.6.7 Сравнение идеальных циклов поршневых ДВС в p_1v – (а) и T_1s – (б) диаграммах при одинаковом максимальном давлении

Если сравнивать циклы при одинаковом максимальном давлении, то видно, (рис. 6.7) что у цикла с подводом теплоты наибольшая работа (площадь $12341 > \text{площадь } 12'3'41 > \text{площадь } 12''3''41$), соответственно теплота $q = q_1 - q_2$ имеет наибольшую площадь на T_1s -диаграмме (площадь $12341 > \text{площадь } 12'3'41 > \text{площадь } 12''3''41$), при одинаковой отводимой теплоте (площадь $14S_2S_11$).

При одинаковом максимальном давлении наиболее выгодным является цикл с подводом теплоты при постоянном давлении, а цикл со смешанным

подводом занимает промежуточное положение между циклами с подводом теплоты при $v = const$ и $p = const$.

С учетом простоты конструкции и экономичности работы цикл со смешанным подводом теплоты получим наибольшее распространение.

Вопросы для самоконтроля

- 1 Что характеризует термический КПД идеального цикла двигателя?
- 2 В чем заключаются достоинства и недостатки ДВС?
- 3 Дать характеристику двигателей с подводом теплоты при постоянном объеме.
- 4 Каким образом осуществляются циклы двигателей с подводом теплоты при постоянном давлении?
- 5 Основные направления совершенствования ДВС?

ГЛАВА 7 ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК (ГТУ)

7.1 Общие сведения

Газотурбинные установки (ГТУ) получили широкое распространение с середины двадцатого столетия в связи важных преимуществ по сравнению с поршневыми двигателями. В ГТУ отсутствуют механизмы с возвратно-поступательно движущимися деталями, которые вызывают большие силы инерции. Частота вращения коленчатого вала в поршневых ДВС не превышает 6000 оборотов в минуту. В ГТУ рабочее тело через сопло подается в ротор с лопатками, который установлен в статоре, что позволяет увеличить частоту вращения ротора до 40000 оборотов в минуту. Поэтому при небольших габаритах и малой массе турбины можно получить большие мощности. В ГТУ отсутствует основной недостаток поршневых двигателей – невозможность расширения рабочего тела в цилиндре до давления окружающей среды.

В 1904 году немецкий инженер Штольце построил газотурбинную установку, но она имела очень низкий КПД и вся развиваемая мощность тратилась на привод компрессора. В 1905...1906 годах французские инженеры Арманго и Лемалье построили ГТУ, работающей на керосине. КПД ГТУ не превышало 3%, хотя турбина сама имела 70% КПД. В 1908 году по проекту немецкого ученого-доктора наук построили несколько ГТУ, которые имели КПД 14%.

В настоящее время применяют ГТУ, работающие по циклу с подводом теплоты при постоянном давлении и по циклу с подводом теплоты при постоянном объеме.

7.2 Циклы ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении газа

$$(p = \text{const})$$

Рассмотрим принципиальную схему и цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении.

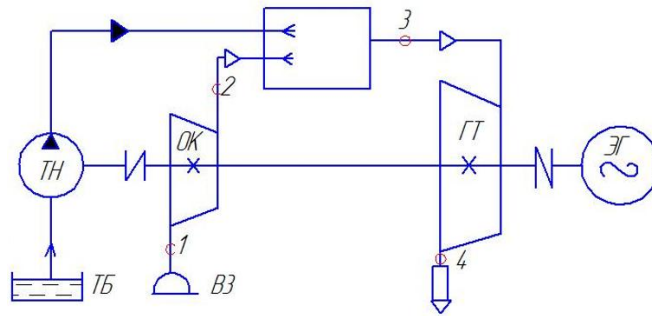


Рис.7.1 Принципиальная схема ГТУ с подводом теплоты при $p = const$.

На рисунке 7.1 приведена принципиальная схема ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении. Рассмотрим принцип работы установки.

В камеру сгорания КС из топливного бака ТБ топливным насосом ТН и осевым компрессором ОК, через форсунки подаются топливо и воздух. В камере сгорания происходит сгорание топлива при постоянном давлении и продукты сгорания подаются на лопатки газовой турбины ГТ, где адиабатно расширяются до давления окружающей среды, а затем выбрасываются в атмосферу.

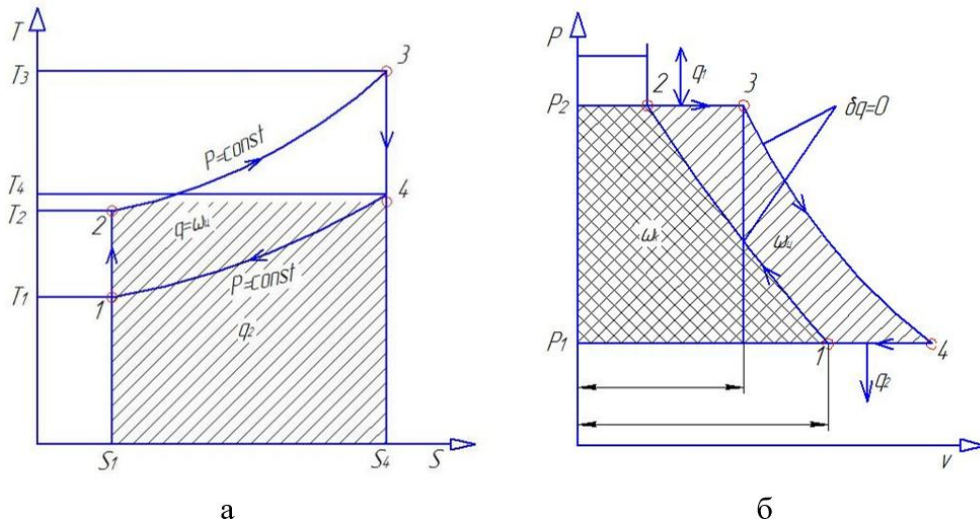


Рис. 7.2. Идеальный цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ в $p_1 v -$ (а) и $T_1 s -$ (б)

Часть энергии используется на привод осевого компрессора ОК и топливного насоса ТН, а остальная часть затрачивается на производство

электроэнергии в электрическом генераторе ЭГ или на другие цели . $W_{\text{тех}}$ – $W_{\text{ц}}$ составляет полезную работу цикла $W_{\text{ц}}$.

Идеальный цикл ГТУ с подводом теплоты при $p = \text{const}$ в p, v и T, s -диаграммах представлен на рис. 7.2.

В адиабатном компрессоре 12 происходит сжатие воздуха в осевом компрессоре ОК. В изобарном процессе 23 происходит подвод теплоты q_1 от ВНТ (процесс сгорания в кс). По адиабате 34 происходит процесс расширения рабочего тела на лопатках турбины до давления $P_4 = P_1$. По изобаре 41 происходит отвод теплоты q_2 и рабочее тело приводится к параметрам первоначального состояния.

Характеристиками цикла является степень повышения давления в компрессоре расширения $\rho = \frac{v_3}{v_2}$.

Количество подводимой и отводимой теплоты определяется по формулам $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$; $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$.

Термический КПД цикла по формуле (3.4) будет

$$\eta_{\text{гту}} = 1 - q_2/q_1 = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} \quad (7.1)$$

Найдем выражения температур T_2, T_3, T_4 начальную температуру T_1 . Для адиабатных процессов 12 и 34 зависимость между температурой и давлением будет

$$T_2/T_1 = \left(P_2/P_1\right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}; \text{отсюда } T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}};$$

$$T_4/T_3 = \left(P_4/P_3\right)^{\frac{k-1}{k}}; P_4 = P_1; P_3 = P_2. \text{Тогда } T_4 = T_3 / \beta^{\frac{k-1}{k}}$$

В изобарном процессе 23 $\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho$; $T_3 = T_2 \rho = T_1 \beta \rho^{\frac{k-1}{k}}$; Тогда

$$T_4 = T_1 \rho$$

Подставляя найденные значения температур в формулу (7.1) получаем

$$\eta_{tp}^{\text{ГТУ}} = 1 - \frac{T_1 \rho - T_1}{T_1 \rho \beta^{\frac{k-1}{k}} - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{\rho - 1}{\beta^{(k-1)/k} (\rho - 1)} = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} \quad (7.2)$$

Как видно из формулы (7.2) с возрастанием степени повышения давления β и показателя адиабаты термический КПД ГТУ с подводом теплоты при $p=\text{const}$ увеличивается.

Однако термический КПД еще не может служить мерой экономичности ГТУ. Эту роль выполняет эффективный КПД ГТУ

$$\eta_{tp}^{\text{ГТУ}} = \frac{l_e}{q_1}, \quad (7.3)$$

где l_e – эффективная (полезная) удельная работа на валу турбины, с учетом внутренних и механических потерь в установке.

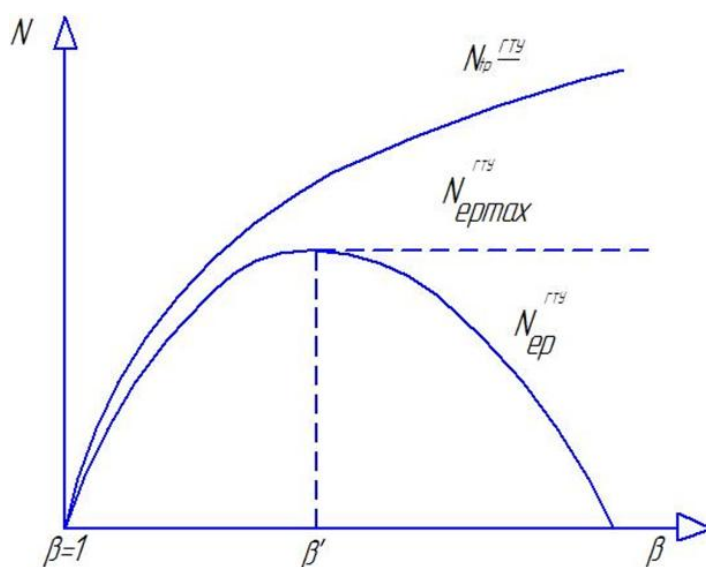


Рис.7.3. Кривые зависимости КПД от β

Она определяется как разность действительных работ расширения и сжатия

$$l_e = (h_3 - h_4) \eta_{от} \eta_{\text{М}}^{\text{ГТУ}} - (h_2 - h_1) \eta_{аg}^k, \quad (7.4)$$

где $\eta_{от}$ – внутренний относительный КПД турбины; $\eta_{от} = 0,8..0,9$; $\eta_{\text{М}}^{\text{ГТУ}}$ – механический КПД ГТУ; $\eta_{аg}^k$ – адиабатный КПД турбокомпрессора ОК, $\eta_{аg}^k = 0,8 \dots 0,85$.

Кривые зависимости $\eta_{tp}^{ГТУ}$ $\eta_{cp}^{ГТУ}$ от $\beta = P_2/P_1$, показаны на рис.7.3. Как видно по мере увеличения β $\eta_{cp}^{ГТУ}$ сначала работает до максимума при β' , а затем уменьшается вплоть до нуля. Поэтому необходимо выбирать так, чтобы $\beta \leq \beta'$.

7.3 Циклы ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме газа ($v = const$)

В ГТУ с подводом теплоты при $v = const$ горение происходит периодически, в отличие от предыдущих ГТУ, где горение происходило непрерывно.

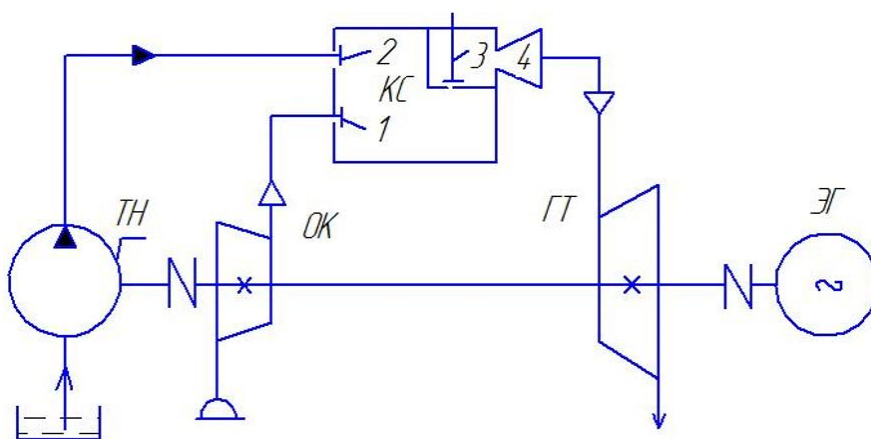


Рис.7.4. Принципиальная схема ГТУ с подводом теплоты при $v = const$.

Через воздушный клапан 1 в камеру сгорания КС подается осевым компрессором ОК сжатый воздух (рис.7.4). Сюда же топливным насосом ТН через топливный клапан 2 подается жидкое топливо. Процесс горения идет при закрытых воздушном 1 и сопловом 3 клапанах. Воспламенение происходит от электрической искры. После сгорания топлива в результате повышения давления в камере сгорания КС открывается сопловый клапан 3. Продукты сгорания, проходя через сопловые аппараты 4 увеличивают свою кинетическую энергию и поступают на лопатки газовой турбины ГТ, где совершают техническую работу.

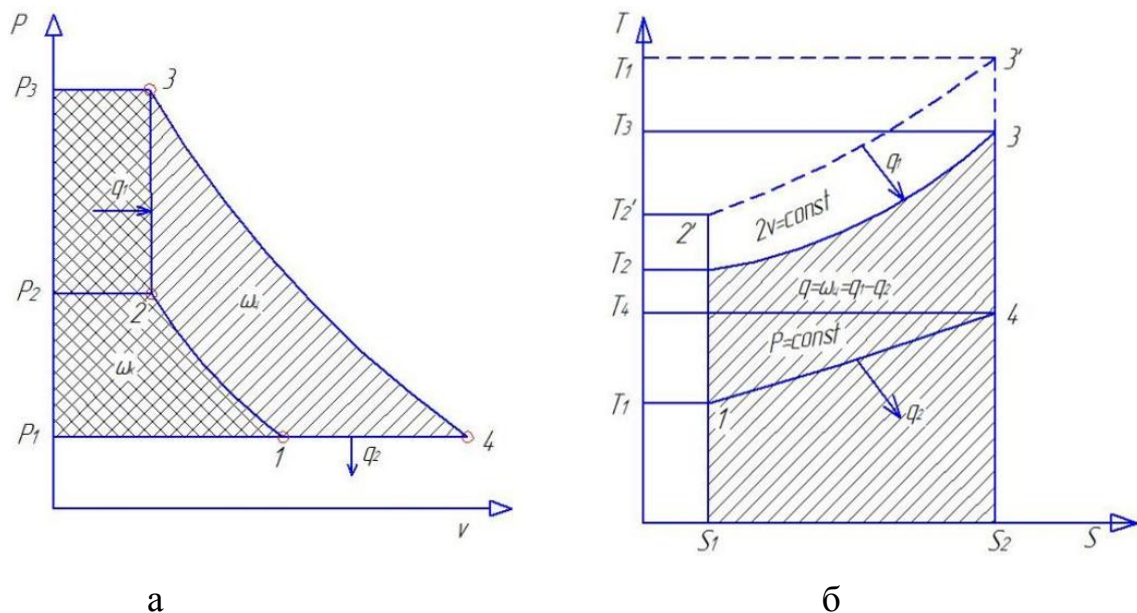


Рис.7.5. Цикл ГТУ с подводом теплоты при $v = const$ в p_1v – (а) и T_1s – (б).

Идеальный цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме представлен на рис.7.5 в координатах p_1v – (а) и T_1s – (б).

По адиабате 12 рабочее тело с начальными параметрами с начальными параметрами p_1, v_1, T_1 в точке 1 сжимается до параметров p_2, v_2, T_2 в точке 2.

Процесс характеризуется степенью повышения давления $\beta = \frac{p_2}{p_1}$. В

изохорном процессе 2-3 к рабочему телу подводится теплота $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$.

Процесс характеризуется степенью добавочного повышения давления $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$.

В адиабатном процессе 34 происходит расширение рабочего тела до первоначального давления $p_4 = p_1$. Затем происходит изобарный отвод теплоты 41. Количество отводимой теплоты

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

Термический КПД цикла по формуле (3.4) равно

$$\eta_{tv}^{гту} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = \frac{k(T_4 - T_1)}{T_3 - T_2} \quad (7.5)$$

Выразим температуры T_2, T_3 и T_4 через начальную температуру T_1 . В адиабатном процессе 12 имеем $T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}$; Отсюда $T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}$.

В изохорном процессе 23

$$T_3/T_2 = p_3/p_2 = \lambda, T_3 = T_2 \lambda = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \lambda$$

В адиабатном процессе 34

$$T_4/T_3 = (P_4/P_3)^{\frac{k-1}{k}} = (P_1/P_3 \beta \lambda)^{(k-1)/k} = 1 / (\lambda \beta)^{\frac{k-1}{k}}$$

$$T_4 = T_3 / (\lambda \beta)^{k-1/k} = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} / (\lambda \beta)^{k-1/k} = T_1 \lambda^{\frac{1}{k}};$$

Подставляя найденные значения в формулу (7.5) находим

$$\eta_{tv}^{ГТУ} = 1 - \frac{k(T_1 \lambda^{\frac{1}{k}} - T_1)}{T_1 \beta^{(k-1)/k} \lambda - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{k(\lambda^{\frac{1}{k}} - 1)}{(\lambda - 1) \beta^{\frac{k-1}{k}}} \quad (7.6)$$

Как видно из формулы (7.6) термический КПД ГТУ с изохорным подводом теплоты возрастает с ростом λ, β и k .

7.4 Пути повышения термического КПД ГТУ

Термический КПД идеального цикла непрерывно возрастает с увеличением β . Это связано с повышением температуры в конце процесса T_2 и соответственно температуры газов T_3 перед турбиной. На рисунке 7.5 (б) отчетливо видно, что по линии $2'3'$ подводится больше теплоты в процессе 41 q_2 . При этом $T_2' > T_2$ и $T_3' > T_3$.

Дело в том, что с увеличением T_3 возрастает эксергия рабочего тела перед турбиной, т.е. уменьшается потеря эксергии при сгорании, поскольку эксергия

исходного топлива постоянна и равна теплоте сгорания топлива (Q_i^r или Q_i^d). Это увеличивает термический КПД цикла.

К сожалению, максимальная температура газов перед турбиной ограничивается жаропрочностью металлов, из которого делаются основные элементы турбины (1100 ... 1200°C в авиационных двигателях, 750 ... 800°C в стационарных двигателях).

Поэтому для повышения $\eta_t^{\text{ГТУ}}$ применяют:

- регенерацию теплоты;
- многоступенчатое сжатие воздуха с промежуточным охлаждением;
- многоступенчатое сгорание топлива.

Все эти мероприятия приближают цикл ГТУ к обобщенному термодинамическому циклу Карно, состоящему из двух изотерм и двух эквидистант, имеющих наивысший КПД в заданном интервале температур, равный КПД обычного цикла Карно. В частности, применение многоступенчатого сжатия и сгорания позволяет приблизить эти процессы к изотермическим (вместо адиабатных). Чем больше число ступеней, тем выше степень приближения.

Вопросы для самоконтроля

- 1 Изобразите принципиальную схему ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении.
- 2 Приведите принципиальную схему ГТУ с подводом теплоты при постоянном объеме.
- 3 Изобразите цикл ГТУ с подводом теплоты при $V = const$.
- 4 Как определяется термический КПД цикла ГТУ?
- 5 Основные пути повышения термического КПД ГТУ.

ГЛАВА 8 ЦИКЛЫ ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

8.1 Цикл Карно насыщенного водяного пара

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

Наиболее совершенным идеальным циклом, как известно, для тепловых установок является прямой обратимый цикл Карно. Паротурбинная установка, работающая по циклу Карно должны состоять из парового котла (рис. 8.1), паровой турбины ПТ, электрогенератора ЭГ, конденсатора К и питательного насоса ПН.

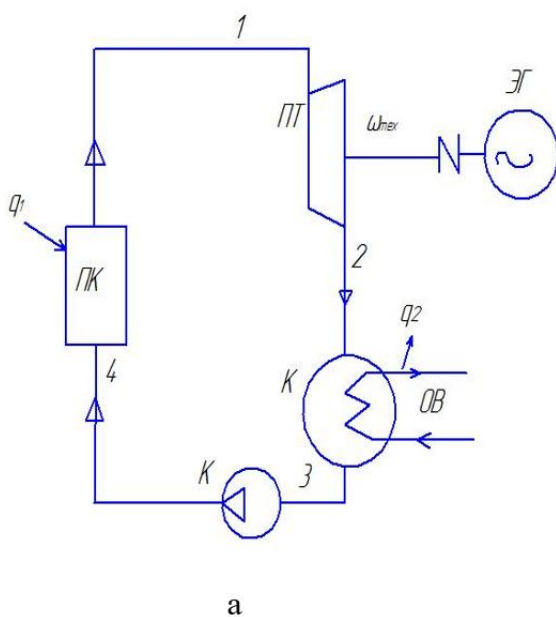


Рис.8.1. Принципиальная схема ПСУ, работающей на насыщенном паре. ПК - паровой котел; ПТ- паровая турбина; ЭГ- электрогенератор; К- конденсатор; К- компрессор.

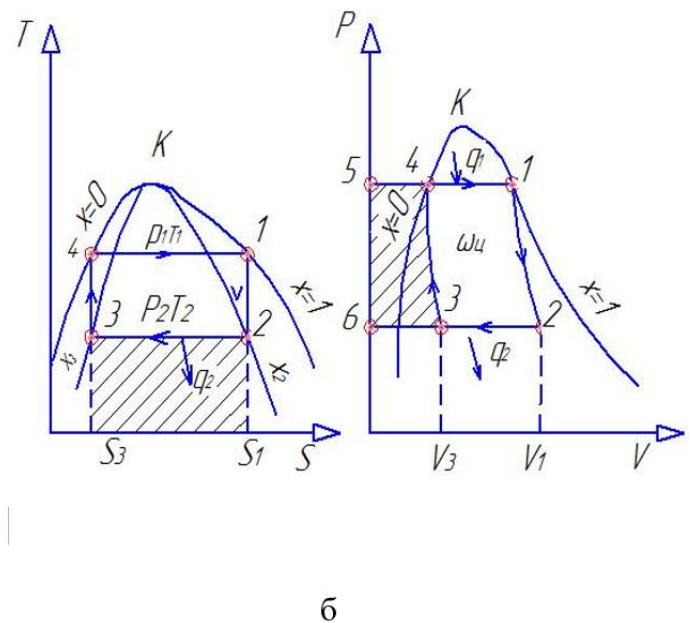


Рис 8.2. Цикл Карно во влажном насыщенном паре в T_1S - (а) и pv -координатах (б)

Рассмотрим цикл Карно на насыщенном паре массой 1 кг в координатах T_1S и p_1v - представленный на рис. 8.2. Теплота от ГИТ подводится при постоянной температуре T_1 и при постоянном давлении p_1 по изобарно-изотермическому процессу 41, в результате чего вода превращается в сухой насыщенный пар с параметрами точки 1 (p_1, T_1, h_1, S_1, v_1). Пар адиабатно расширяется в турбине до температуры T_2 и давления p_2 , совершая удельную техническую работу $\omega_{\text{тех}}$ превращаясь во влажный насыщенный пар с параметрами точки 2 ($p_2, T_2, h_2, S_2, v_2, x_2 < 1$). Этот пар поступает в конденсатор, где отдает теплоту охлаждающей воде (ХИТ), в результате чего его степень сухости уменьшается от x_2 до x_3 . Процесс 23 изобарно-изотермический, параметры точки 3 ($p_2, T_2, h_3, S_3, v_3, x_3 < x_2$). Так как процесс конденсации пара 23 осуществляется не полностью, то в компрессоре сжимается влажный насыщенный пар, имеющий большой удельный объем v_3 . Это приводит к необходимости использования цилиндра компрессора больших размеров. Размеры цилиндра возрастают также с увеличением давления пара в котле и уменьшением пара в конденсаторе. Кроме того влажность пара в конце адиабатного расширения 12 оказывается достаточно высокой, что приводит к эрозии лопаток турбины. С учетом выше изложенных недостатков этот цикл не подходит практического применения.

8.2 Цикл Ренкина на перегретом паре

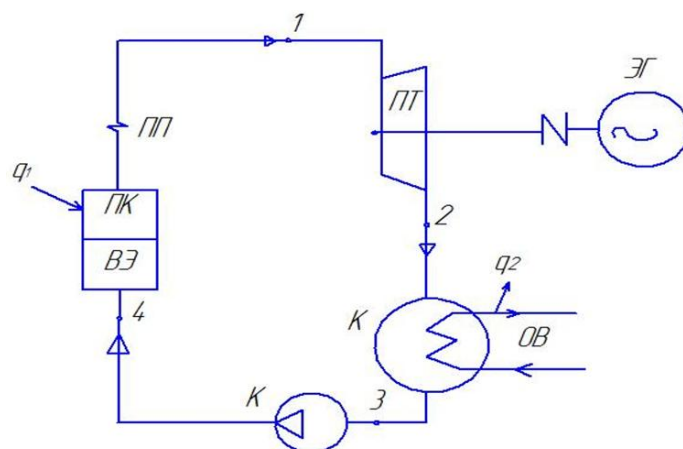


Рис.8.3 Принципиальная схема ПСУ, работающей по циклу Ренкина

Для паровых установок идеальным циклом является цикл, предложенный шотландским инженером и физиком У. Дж. Ренкиным в 50-х годах девятнадцатого столетия. Принципиальная схема ПСУ, работающий на перегретом паре по циклу Ренкина приведена на рис.8.3. Рассмотрим процессы, протекающие ПСУ на примере воды массой один кг.

В паровом ПК за счет теплоты сжигаемого топлива, вода перегревается в пар и поступает в пароперегреватель ПП, где доводится до необходимых начальных параметров P_1, T_1, v_1 .

На лопатках паровой турбины ПТ теплота преобразования в техническую работу $\omega_{\text{тех}}$ и затем в электрическую энергию в электрогенераторе ЭГ. Отработавший пар поступает в конденсатор К, где охлаждается водой отдавая ей теплоту q_2 . Полученный конденсат питательным насосом ПН подается в водяной экономайзер ВЭ, где подогревается теплотой уходящих дымовых газов точки процессов цикла Ренкина, представленных в координатах $p, v, -Ts-hs$ (рис.8.3)

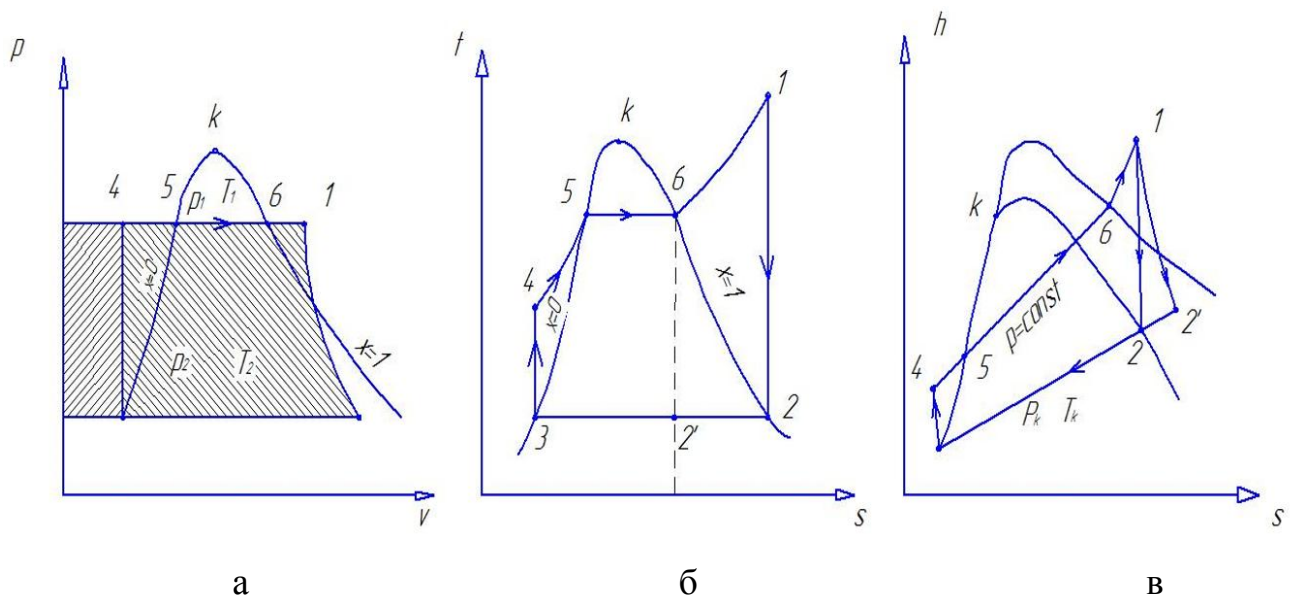


Рис.8.4 Цикл Ренкина в p, v -(а), T, s -(б) и h, s - координатах(в)

Рассмотрим процессы цикла: 12- адиабатное расширение пара на лопатках турбины; 23 конденсация пара в конденсаторе, 34- сжатие воды питательным

насосом; 45-подогрев воды до температуры кипения в водяном экономайзере и котле; 56 парообразование в котле; 61- перегрев пара в пароперегревателе .

В соответствии с уравнением(5.5) удельная техническая работа 1 кг пара в процессе адиабатного расширения равно

$$l_{\text{тех}} = h_1 - h_2$$

Подведенная теплота q_1 в цикле определяется по формуле.

Количество подведенной в процессе 41 теплоты q_1 равно :

$$q_1 = h_1 - h_4$$

где h_1 - энтальпия перегретого пара, кДж/кг; h_4 - энтальпия воды при входе в котел и водяной экономайзер, кДж/кг.

Работа, затраченная на подачу воды, определяется как техническая работа турбины:

$$l_{\text{пн}} = h_4 - h_3 = (p_1 - p_2)v_3 , \quad (8.1)$$

где v_3 - удельный объем воды, м³/кг (вода остается несжимаемой жидкостью).

Теоретическая удельная работа цикла:

$$l_{\text{ц}} = l_{\text{тех}} - l_{\text{пн}} = (h_1 - h_2) - (h_4 - h_3) = (h_1 - h_2) - (p_1 - p_2)v_3, \quad (8.2)$$

Количество отводимой теплоты в изобарно-изотермическом процессе 23 определяется по формуле:

$$q_2 = h_2 - h_3 , \quad (8.3)$$

где h_3 - энтальпия конденсата, кДж/кг; $h_3 = c_{\text{рв}}t_{\text{н}}$, где $c_{\text{рв}} = 4,19$ кДж/(кг × К)- удельная массовая теплоемкость воды; $t_{\text{н}}$ - температура конденсата, °С; h_2 - энтальпия пара при выходе из паровой турбины, кДж/кг.

Термический КПД цикла Ренкина определяется по формуле (3.4):

$$\eta_{\text{тр}} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)}{h_1 - h_4}, \quad (8.4)$$

Если не учитывать ничтожное повышение воды при сжатии в насос, то $h_4 = h_3$ и формула (8.4) примет вид:

$$\eta_{\text{тр}} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3}, \quad (8.5)$$

При невысоких давлениях работой питательного насоса можно пренебречь, а при высоких давлениях термический КПД цикла Ренкина определяется по формуле:

$$\eta_{tp} = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{(h_1 - h_2) - (p_1 - p_2)v_3}{(h_1 - h_3) - (p_1 - p_2)v_3}, \quad (8.6)$$

Кроме технического КПД η_{tp} и работы цикла $\omega_{ц}$ экономичность цикла Ренкина характеризуют удельные расходы пара α_0 и теплоты q_0 . Удельный расход пара определяется отношением часового расхода пара D_0 к выработанной электроэнергии. Так как электроэнергия полностью превращается в полезную работу (стопроцентная энергия), то один кг пара в теоретическом цикле совершает удельную полезную работу (кДж/кг):

$$N = l_{ц} = h_1 - h_2, \quad (8.7)$$

Учитывая, что $1 \text{ кВт} \cdot \text{ч} = 3600 \text{ кДж}$ работы, можно уравнение теплового баланса ПСУ записать в виде:

$$D_{op}(h_1 - h_2) = 3600N$$

Отсюда:

$$D_{op} = \frac{3600N}{h_1 - h_2}, \quad (8.8)$$

Из уравнения (8.8) теоретический удельный расход пара будет (кг/(кВт*ч)):

$$d_{op} = \frac{D_0}{N} = \frac{3600N}{N(h_1 - h_2)}, \quad (8.9)$$

Теоретический удельный расход пара на 1 МДж работы составит (кг/МДж):

$$d_{op} = \frac{1000}{h_1 - h_2}, \quad (8.10)$$

Удельный расход теплоты (кДж/МДж) находится по формуле:

$$q_{op} = d_0(h_1 - h_2), \quad (8.11)$$

Учитывая формулы (8.5) и (8.10) получим:

$$q_{op} = 1000/\eta_{tp}, \quad (8.12)$$

Потери от необратимости процесса расширения пара в турбине учитывает относительный внутренний КПД турбины:

$$\eta_{oi} = \frac{h_1 - h_2'}{h_1 - h_2}, \quad (8.13)$$

где h_2' - энтальпия пара в конце действительного процесса расширения пара в турбине (точка 2' на рис. 8.4(в)), $h_2' > h_2$.

Потери от необратимости уменьшают полезную работу $h_1 - h_2' < h_1 - h_2$ и увеличивают удельный расход пара:

$$d_0' = \frac{1000}{h_1 - h_2'}, \quad (8.14)$$

8.3. Методы повышения КПД цикла Ренкина

Для повышения термического КПД цикла Ренкина в ПСУ применяют следующие методы:

- повышение первоначальных параметров (P_1 и T_1);
- понижение давления в конце адиабатного расширения P_2 ;
- промежуточный прогрев пара;
- регенерацию теплоты.

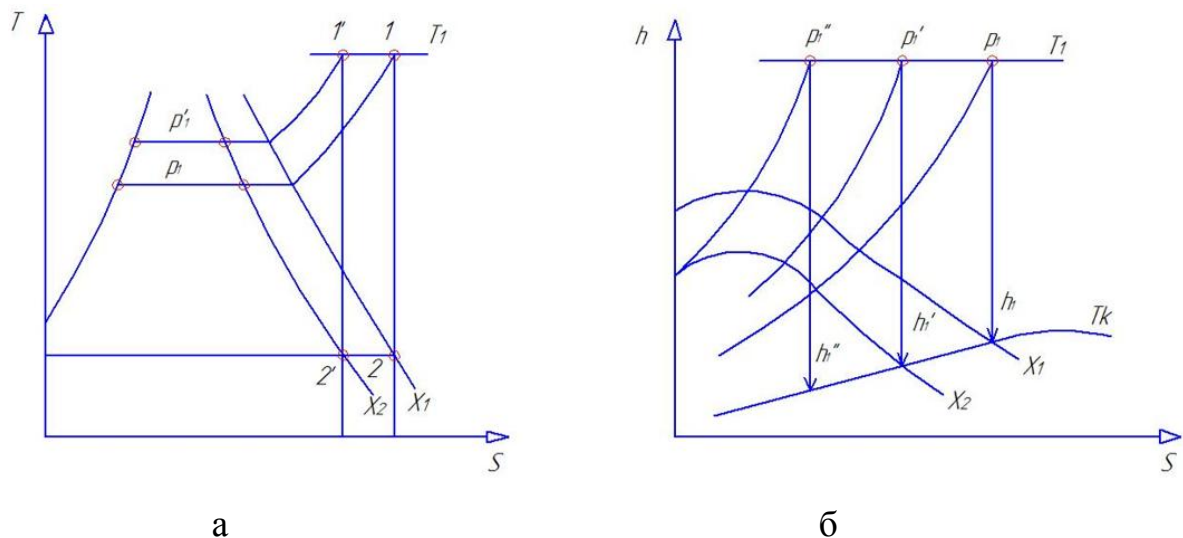


Рис.8.5 Оценка влияния начального давления пара на КПД цикла Ренкина в T_1S - (а) и h_1S - координатах (б)

На рис. 8.5 показано влияние начального давления на КПД цикла Ренкина. Как видно из (рис.8.5,а) увеличение начального давления при неизменной начальной температуре T_1 с p_1 до p'_1 приводит к возрастанию средней температуры подвода теплоты в котле, так как температура кипения воды становится выше и, следовательно, уменьшается потеря теплоты от необратимого теплообмена при конечной разности температур. Эксергия продуктов сгорания возрастает. Из hs диаграммы (рис. 8.5,б) видно, что увеличение начального давления ($p_2'' > p'_1 > p_1$) приводит так же к возрастанию технической работы $l_{\text{тех}}'' > l_{\text{тех}}' > l_{\text{тех}}$.

Однако повышение начального давления приводит к уменьшению степени сухости пара в конце адиабатного расширения ($x_2 < x_1$), что вызывает эрозию лопаток турбины последних ступеней. Степень сухости пара должна быть на выходе из турбины не менее 0,8...0,85.

При повышении начальной температуры T_1 пара при неизменном давлении также происходит увеличение КПД цикла. Это связано с ростом среднеинтегральной температуры подвода теплоты и адиабатного теплоперепада в процессе на лопатках турбины ($h'_1 > h_1; l'_{\text{тех}} > l_{\text{тех}}$). (рис.8.6).

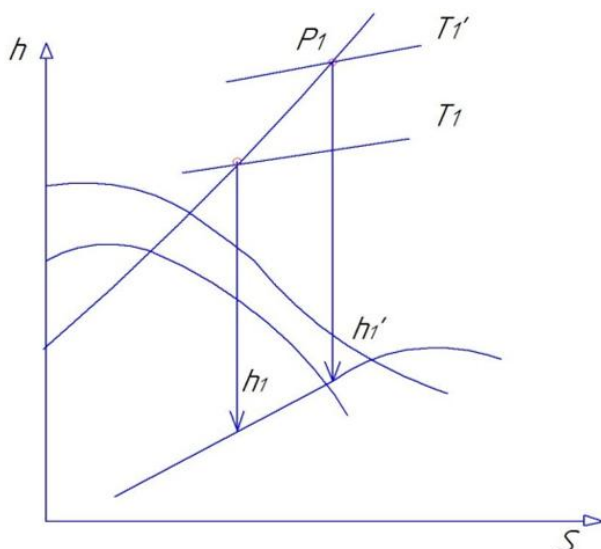


Рис.8.6 Влияние начальной пара на КПД цикла Ренкина

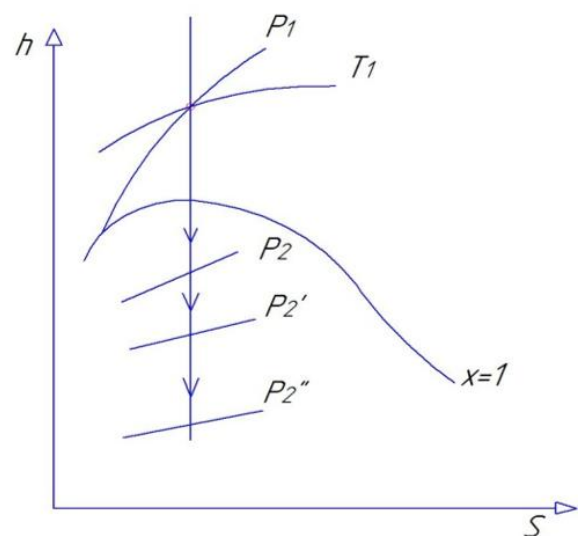


Рис 8.7 Влияние конечного температуры давления пара на КПД цикла Ренкина

Кроме того, как видно из рисунка 8.6 повышение температуры T_1 приводит к увеличению степени сухости пара в конце адиабатного расширения. В связи с этим повышение начального давления, приводящее к уменьшению сухости пара, целесообразно проводить совместно с повышением начальной температуры.

Большое влияние на термический КПД цикла Ренкина оказывает конечное давление p_2 в конденсаторе. Из диаграммы hs (рис.8.7) видно, что с понижением конечного давления значительно увеличивается удельная техническая работа 1 кг пара и уменьшается среднеинтегральная температура отвода теплоты. В современных ПСУ в конденсаторе поддерживается давление 0,003...0,0035 МПа. Дальнейшее уменьшение давления в конденсаторе увеличивает степень влажности пара.

Одним из способов уменьшения степени влажности пара является его промежуточный перегрев.

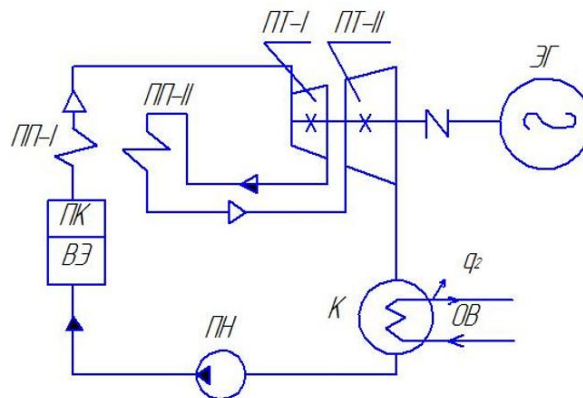


Рис.8.8 Принципиальная схема ПСУ с промежуточным перегревом пара

Принципиальная схема ПСУ с промежуточным перегревом пара дана на рис.8.8. В ней предусмотрены две ступени паровой турбины ПТ-I и ПТ-II и две ступени пароперегревателя ПП-I и ПП-II. Пар после первой ступени пароперегревателя ПП-I направляется в первую ступень турбины ПТ-I, где адиабатно расширяется, процесс 1a в диаграммах T_1S - и h_1S , где совершает удельную техническую работу $\omega_{\text{тех}}^I = h_1 - h_a$.

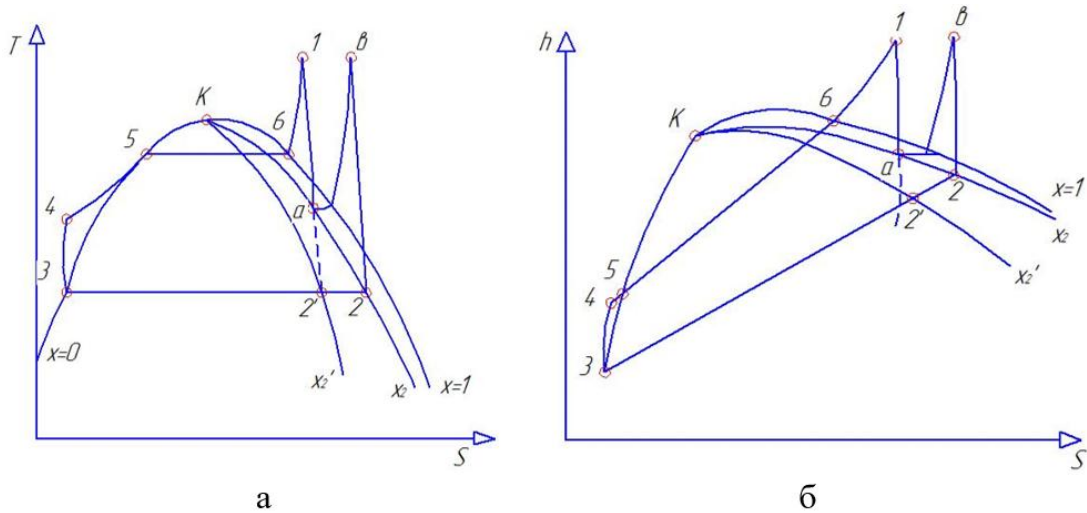


Рис.8.9 Цикл Ренкина с промежуточным перегревом пара в T_1S - (а) и h_1S - координатах (б)

Отработанный пар после I ступени направляется в пароперегреватель второй ступени ПП-II, где повышается температура пара до первоначальной T_1 . В пароперегревателе ПП-II пару подводится теплота $q_1'' = h_b - h_a$, процессы ав в T_1S - и h_1S - диаграммах. Из пароперегревателя ПП-II пар поступает в паровую турбину ПТ-II, где адиабатно расширяется (процессы в2 на диаграммах T_1S и h_1S) совершая удельную техническую работу $l_{\text{тех}}^{II} = h_b - h_2$. Отработавший пар направляется в конденсатор К (процессы 23), где отдает теплоту охлаждающей воде $q_2 = h_2 - h_3 = h_2 - h_k$. В процессе 34 происходит сжатие воды в питательном насосе. Повышением температуры воды затратой работы на сжатие воды их незначительности можно пренебречь. В процессе 45 происходит подогрев воды в водяном экономайзере и котле до температуры кипения с подводом теплоты $q_1' = h_5 - h_3 = c_{pв}(t_{кв} - t_k)$, где $c_{p.в} = 4,19$ кДж/(кг × К) - удельная массовая теплоемкость воды; $t_{кв}$ и t_k - соответственно температуры кипящей воды и конденсата, °С. Процесс 56 происходит в котле, процесс парообразования. Изобарно - изотермический процесс, энтальпия остается постоянной. 61- процесс перегрева пара в пароперегревателе ПП-I. Температура пара повышается до T_1 , энтальпия пара

возрастает до h_1 . $q_{nn}^l = h_1 - h_5 = h_1 - h_4 = h_1 - h_3$, так как температура воды при сжатии в ПН повышается незначительно и можно считать, что $h_1 = h_3$.

Термический КПД цикла с промежуточным подогревом будет:

$$\eta_{tp}^{nn} = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{(h_1 - h_a) + (h_b - h_2)}{(h_1 - h_3) + (h_b - h_a)}, \quad (8.15)$$

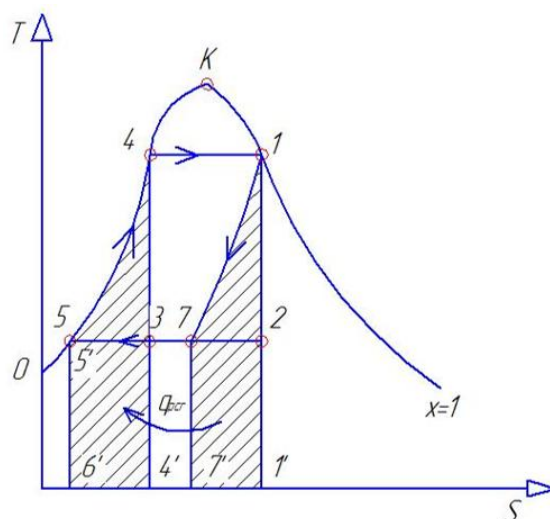


Рис.8.10. Идеальная регенерация теплоты в цикле Ренкина для насыщенного пара

Регенерация теплоты в ПСУ позволяет уменьшить необратимость процессов теплообмена в цикле на участке подогрева питательной воды, если осуществить расширение пара не по адиабате 12, как в обычной турбине, а по политропе 17 (рис.8.10), эквидистантой линии 64 нагрева воды, и всю выделяющуюся при этом теплоту (пл. 11'7'71) передать без потерь эксергии в теплообменнике воде (пл. 6'644'6').

На практике такую идеальную регенерацию осуществить не удастся, однако в несколько ином виде регенеративный подогрев питательной воды применяется очень широко. Подогрев питательной воды осуществляется путем последовательного отбора из турбины части пара. При этом состояние оставшегося основного потока пара в турбине не меняется.

Различают две основные схемы регенеративного подогрева:

— смешивающая (происходит смешивание питательной воды с паром);

— каскадная (применяются поверхностные теплообменники).

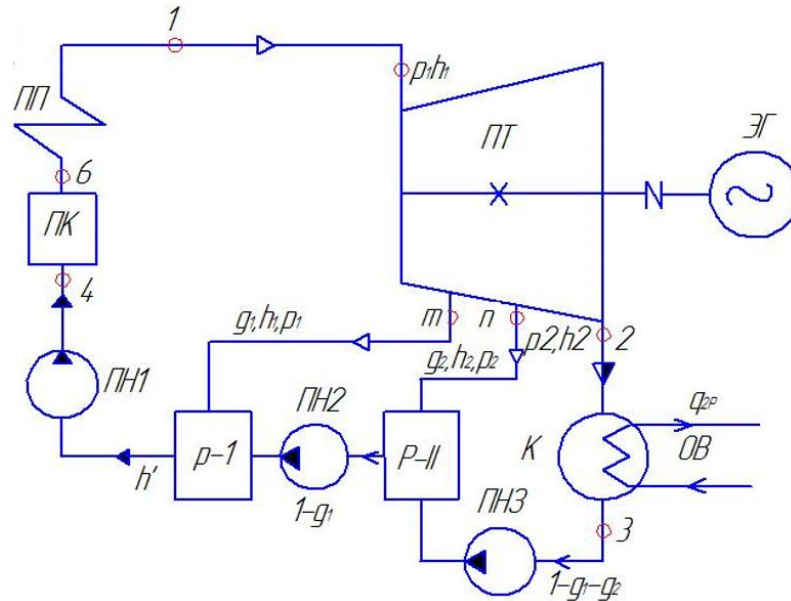


Рис. 8.11 Принципиальная схема ПСУ со смешивающими подогревателями: P-I, P-II – регенеративные подогреватели; ПН1, ПН2, ПН3 – питательные насосы; ПК – паровой котельный агрегат; ПП – пароперегреватель; К – конденсатор; ПТ – паровая турбина; g_1, g_2 – доли пара от одного кг, отбираемые от паровой турбины, соответственно в I и II ступенях; P_I, P_{II}, h_I и h_{II} – давление и энтальпия пара в отборах турбины.

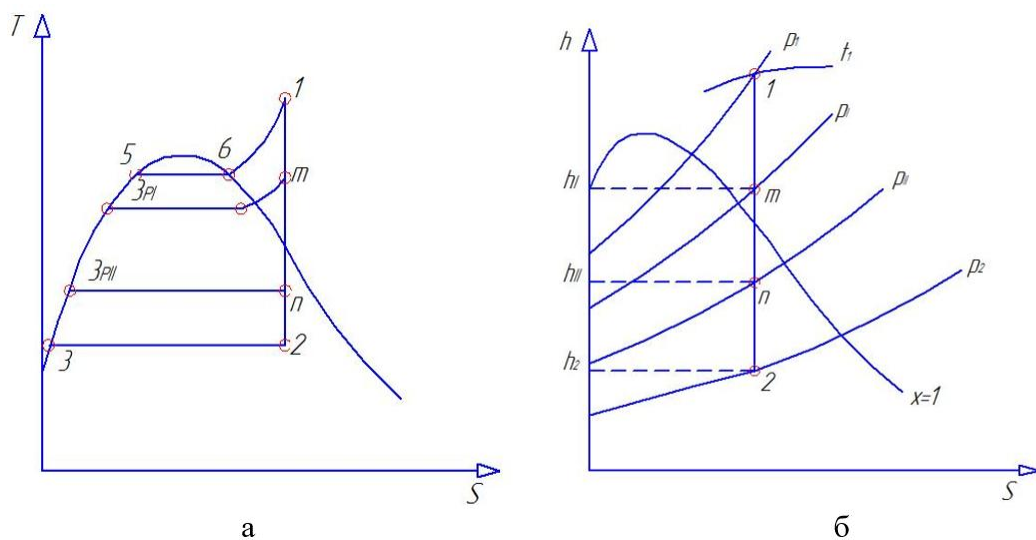


Рис. 8.12 Регенеративный цикл Ренкина со смешивающими подогревателями в T_1S - (а) и h_1S - координатах (б)

На рис. 8.12 приведена простейшая принципиальная схема регенеративного подогрева питательной воды с двумя отборами пара из турбины, и соответствующей ей цикле в T_1S - (а) и h_1S - координатах (б) (рис.8.12). Участок mz в h_1S координатах изображен условно, так как здесь расширяется не весь пар поступивший в турбину.

Работа 1 кг пара в цикле при полном его расширении за минусом невыработанный работы пара, направленного в отборы I и II ступенях:

$$l_{ц} = c - g_1(h_I - h_2) - g_2(h_{II} - h_2), \quad (8.16)$$

где g_1 и g_2 - доли пара от 1 кг, отработанного от паровой турбины для подогрева питательной воды; h_I и h_{II} - энтальпии пара в отборах турбины.

Подведенная теплота в цикле q_1 равно

$$q_1^p = h_1 - h_I', \quad (8.17)$$

где h_I' - энтальпия питательной воды, соответствующая температуре конца регенеративного подогрева $t_{пер}$, КДж/кг.

Термический КПД регенеративного цикла

$$\eta_t^p = \frac{l_{ц}'}{q_1^p} = \frac{(h_1 - h_2) - g_1(h_I - h_2) - g_2(h_{II} - h_2)}{h_1 - h_I'} \quad (8.18)$$

Обычно в эту формулу вводится величина $y = \frac{(h_I - h_2)}{(h_1 - h_2)}$,

называемая коэффициентом невыработки электроэнергии отработанным паром. Тогда, вынося за скобку величину $(h_1 - h_2)$ в выражении (8.18), получим для двухступенчатого цикла

$$\eta_t^p = \frac{(h_1 - h_2)(1 - g_1 y_1)(1 - g_2 y_2)}{h_1 - h_I'}, \quad (8.19)$$

а при числе ступеней z :

$$\eta_t^p = \frac{(h_1 - h_2)}{h_1 - h_1'} \left(1 - \sum_{i=1}^z g_i y_i\right), \quad (8.20)$$

где $h_1' = h_{п.в}$ - энтальпия питательной воды, кДж/кг.

Удельный расход пара в регенеративном цикле выше по сравнению с удельным расходом без регенерации (8.10).

$$d_{op}^p = \frac{1000}{(h_1 - h_2) - g_1(h_1 - h_2) - g(h_{II} - h_2)} > d_{op} = \frac{1000}{h_1 - h_2},$$

где d_{op}^p - удельный расход пара на 1 МДж (одну техническую единицу работы, кг/МДж).

В то же время удельный расход теплоты q_{op}^p на выработку 1 кг пара (кДж/кг) меньше q_{op} (8.11)

$$q_{op}^p = d_{op}^p (h_1 - 4,19t_1') < q_{op} = d_{op} (h_1 - 4,19t_k),$$

где t_1' - температуры питательной воды после её подогрева в регенераторе, °С. $t_1' > t_k$.

Количество удельной теплоты q_{op}^p , затраченной на получение 1 кг пара, уменьшается за счет регенеративного подогрева питательной воды в Р-I и Р-II (рис.8.11). Потери теплоты в конденсаторе К q_{rp} тоже уменьшается, так количество пара, охлаждаемое в конденсаторе стало меньше. Однако и полезная работа, совершаемая 1 кг пара, получается меньшей, чем в простом цикле Ренкина, так часть пара расширяется в ПТ не до конечного давления, а лишь до давления отбора ($P_I > P_{II} > P_2$).

Однако расчеты показывают, что уменьшение расхода теплоты оказывается большим, чем уменьшение полезной работы, поэтому $\eta_t^p > \eta_{tp}$.

Таким образом, применение регенеративного цикла позволяет:

- увеличивать КПД ПСУ на 12...13% при числе ступеней 4...5; выигрыш к КПД от последующих ступеней значительно ниже;
- уменьшить количество пара, проходящего через последние ступени турбины, а следовательно, уменьшить их габариты;

— уменьшается поверхность нагрева водяных экономайзеров.

Термический КПД цикла Ренкина не превышает 30...40%, а 70...60% теплоты, затрачиваемой на получение пара, отдается холодному источнику.

Кроме термодинамических потерь, в ПСУ имеются потери, связанные с работой оборудования (котлоагрегат, регенеративные подогреватели конденсата и питательной воды, деаэратора, баков, перекачивающих насосов, трубопроводов и. т. д).

Низкий КПД ПСУ связано с тем, что в парогенераторе теплообмен протекает при большой конечной разности температур между продуктами сгорания топлива (1700...1200°C) и рабочим телом ($t_{mn} \leq 540^\circ\text{C}$). Именно здесь в результате необратимого теплообмена происходит наибольшая потеря эксергии (работоспособности) теплоты.

Вопросы для самоконтроля

- 1 В чём заключается принцип получения работы в паросиловых установках?
- 2 Изобразите цикл Карно на насыщенном паре.
- 3 Изобразите и объясните цикл Ренкина на перегретом паре.
- 4 Как достигается снижение степени влажности пара в паросиловых установках?
- 5 Пути повышения термического КПД

ГЛАВА 9 ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН

9.1 Классификация холодильных машин

Холодильными машинами, или термокомпрессорами, называют машины, поддерживающие температуры тел ниже температуры окружающей среды. Они предназначены для получения и использования искусственного холода в различных отраслях хозяйства, в том числе торговли и общественного питания, где холод применяется для кратковременного хранения сравнительно небольших запасов пищевых продуктов, а также для сохранения охлажденных и замороженных продуктов, полуфабрикатов и готовых блюд при их реализации в торговом зале. Для сохранения запасов пищевых продуктов в течении 5...6 дней сооружают небольшие холодильники, имеющие несколько (3...5) камер различного назначения. Суммарная площадь холодильных камер для различных предприятий от 10...15 до 120 м². Применяются также сборные холодильные камеры вместимостью 5...8 м³. Дневной запас продуктов хранят в холодильных шкафах объемом не более 1 м³, расположенных в производственных цехах предприятий общественного питания. Для продажи и хранения в торговых залах торговли и предприятий общественного питания полуфабрикатов и других пищевых компонентов служат охлаждаемые прилавки и витрины. В них охлаждение происходит низкотемпературным воздухом.

В зависимости от принципа действия и от применяемого типа рабочего тела компрессорные машины подразделяются на воздушные(газовые), паровые, пароэжекторные, абсорбционные, а так также действующие на основе эффектов Пельте и Ранка-Хильша.

В воздушной холодильной машине в качестве холодильного агента используется атмосферный воздух. Эти установки не получили широкого распространения из-за сложности конструкции.

Ввиду простоты конструкции, высокой холодопроизводительности и большой надежности работы самое широкое распространение получили парокompрессионные холодильные машины. В этих машинах рабочим телом являются пары различных веществ – аммиака NH_3 , углекислоты CO_2 , сернистого ангидрида SO_2 , фреонов (фторхлорпроизводных углеводородов).

В пароэжекторных и абсорбционных холодильных машинах для получения низких температур затрачивается теплота какого-либо рабочего тела с низкой температурой, а не механическая работа как в паровых и воздушных холодильных машинах. В пароэжекторных машинах холодильный агент сжимается в диффузоре эжектора с использованием кинетической энергии струи пара некоторого вещества. В абсорбционной холодильной установке холодильный агент выпаривается из абсорбента и сжимается в парогенераторе. Оба типа машин отличаются невысоким холодильным эффектом, однако значительно проще по конструкции, дешевле, более надежны в работе и поэтому абсорбционные холодильные машины получили достаточно широкое распространение.

Холодильные машины, принцип действия которых основан на использовании эффектов Пельтье и Ранка-Хильша, простоты по конструкции- не имеют движущихся деталей, но из-за низкого значения холодильного коэффициента не получили широкого распространения.

Все холодильные машины работают по обратному циклу, т.е. потребляют энергию для осуществления цикла.

9.2. Цикл воздушной холодильной машины

На рис.9.1 приведена воздушной холодильной машины, а рис.9.2 её цикл T_1S - (а) и p_1v - координатах (б).

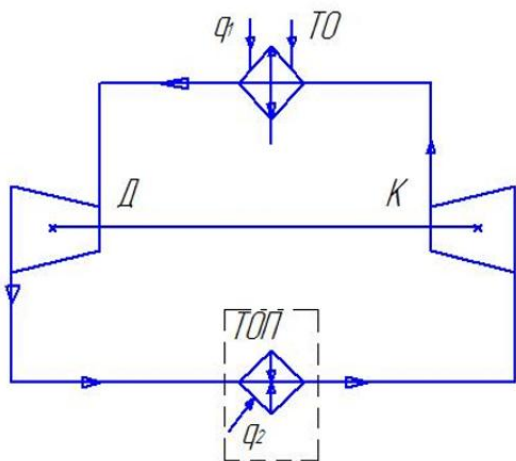
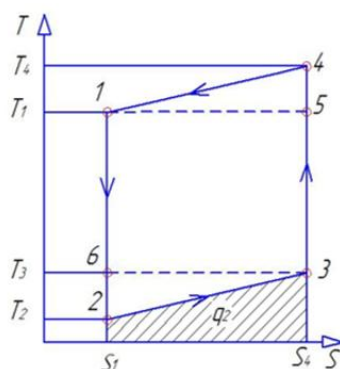
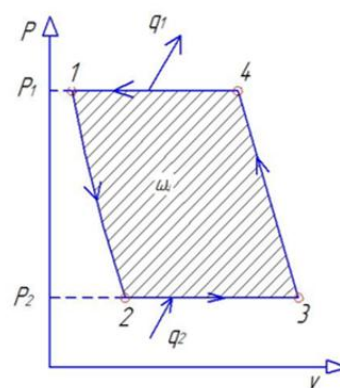


Рис 9.1 Принципиальная схема воздушной холодильной машины



а



б

Рис.9.2 Цикл воздушной холодильной воздушной холодильной машины T_1S - (а) и p_1v - координатах (б).

В компрессоре К (рис.9.1) воздух сжимается по адиабате 34 (рис.9.2 а и б) до давления p_2 и нагнетается в теплообменник – охладитель воздуха ТО, где по изобаре 41 происходит отвод теплоты $q_1 = q_2 + \omega_{\text{ц}}$. Охлажденный воздух поступает в расширительный цилиндр или детандер D, где расширяется по адиабате 12 до первоначального давления p_2 . При расширении температура воздуха падает до $T_2 = 213 \dots 200\text{K}$ ($t_2 = -60 \dots -70^\circ\text{C}$). Холодильный воздух направляется в теплообменник ТОП (охлаждаемое помещение), где к нему подводится теплота q_2 , равное $q_2 = C_{\text{рв}}(T_3 - T_2)$, где $C_{\text{рв}}$ - удельная массовая теплоемкость воздуха, кДж/(кг*К).

Удельная работа, затраченная на сжатие и нагнетание 1 кг воздуха в цикле, будет:

$$l_{\text{ц}} = q_1 - q_2 = c_p(T_4 - T_1) - c_p(T_3 - T_2) = c_p(T_4 - T_1 - T_3 - T_2) \quad (9.1)$$

Отсюда из уравнения (3.9) холодильный коэффициент ε будет

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{T_3 - T_2}{T_4 - T_1 - T_3 - T_2} = \frac{1}{((T_4 - T_1)/(T_3 - T_2))} \quad (9.2)$$

Упростим формулу (9.2), для чего запишем зависимость термических параметров для процессов 12 и 34

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{P_4}{P_3}\right)^{\frac{(k-1)}{k}}; \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{P_1}{P_2}\right)^{\frac{(k-1)}{k}}$$

Так как $p_2 = p_3, p_1 = p_4$, то $\frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3}$. Отсюда $\frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)} = \frac{T_1}{T_2} = \frac{T_4}{T_3}$, полученные соотношения подставляем в формулу (9.2) и получим

$$\varepsilon = \frac{1}{T_1/T_2 - 1} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{T_2}{T_2((T_1/T_2) - 1)} = \frac{1}{(T_1/T_2) - 1} = \frac{1}{\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1} \quad (9.3)$$

Как видно из формулы (9.3), холодильный коэффициент зависит только от отношений давлений p_1/p_2 .

Рассмотренный цикл называется циклом Лоренца.

9.3 Цикл паровой компрессионной машины

В пароконденсационных холодильных машинах в качестве рабочего тела используют низкокипящие жидкости. Благодаря этому рабочий цикл можно расположить в двухфазной области состояния, в которой изобарные процессы подвода и отвода теплоты можно заменить на изотермические и тем самым уменьшить потери, связанные с необратимостью процессов.

Различают одно-, двухступенчатые и каскадные холодильные машины. При малых значениях x разности температур между испарителем и конденсатором применяют одноступенчатые холодильные машины, а при больших ΔT – требуется высокое отношение давлений $P_k/P_{и}$, что усложняет конструкцию машины и увеличивает потери эксергии в компрессоре и дросселе, а также в конденсаторе и испарителе.

Для устранения указанных недостатков применяют двухступенчатые и каскадные холодильные машины.

На рис.9.3 представлена принципиальная схема, а на рис.9.4 -цикл одноступенчатой компрессионной машины.

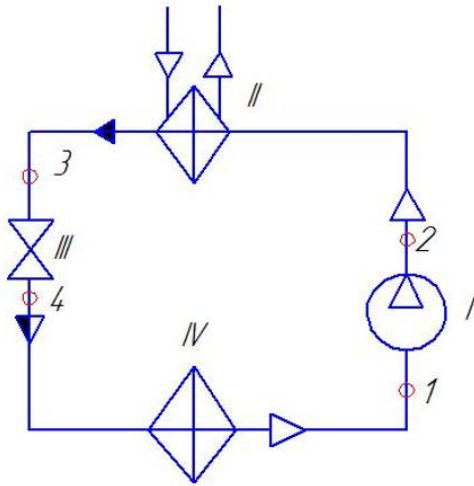


Рис.9.3 Принципиальная схема парокompрессионной холодильной машины в координатах

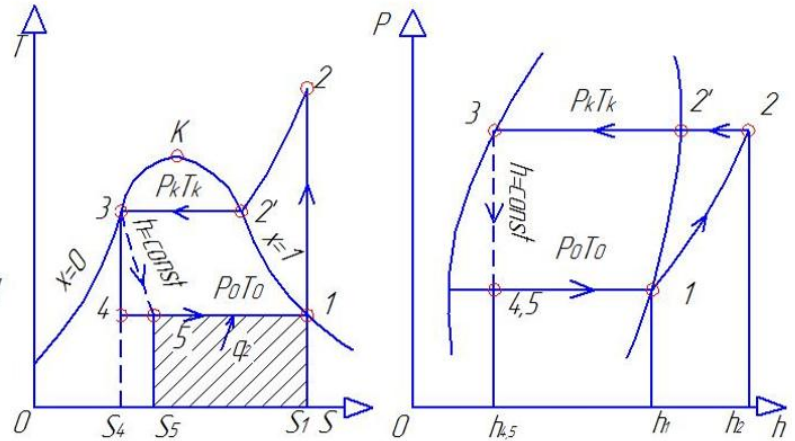


Рис.9.4 Цикл парокompрессионной холодильной машины в Ts и Ph машины

Холодильная машина работает следующим образом. В компрессоре I пар адиабатно сжимается (процесс 12). В конденсаторе II холодильный агент охлаждается при $p = const$ до состояния насыщенного пара (22'), затем конденсируется (процесс 2'3) отдавая охлаждающей среде теплоту $q_1 = l_{ц} + q_2$. В дроссельном вентиле III происходит процесс дросселирования (35 необратимый процесс) с превращением жидкости во влажный насыщенный пар. При этом энтальпия остается постоянной, давление и температура падают до P_0 и T_0 . Влажный пар подается в испаритель IV, где воспринимает теплоту q_2 от охлаждаемого тела и содержащаяся в нем жидкость испаряется (процесс 51).

Процесс дросселирования является необратимым процессом и на диаграммах изображается условно. Если вместо дросселирования применить детандер (расширительный цилиндр), то процесс протекал бы по линии (34). Применение дроссельного вентиля вызывает некоторую потерю (на 54S₄S₅5)

холодопроизводительности вызванную возрастанием энтропии $S_5 > S_4$. Но применение дросселирования позволяет максимально упростить конструкцию и дает возможность легко регулировать давление пара.

Холодильный коэффициент парокомпрессионной машины определяется по формуле (9.3)

$$\varepsilon = \frac{q_e}{l_{ц}}, \text{ где} \quad (9.3)$$

q_2 - удельное количество теплоты, воспринимаемое паром в испарителе, кДж/кг; $q_2 = h_1 - h_2 = h_1 - h_4$; $l_{ц}$ - удельная работа, затраченная при адиабатном сжатии 1 кг пара в компрессоре

$$l_{ц} = h_2 - h_1$$

Тогда

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}. \quad (9.4)$$

Для увеличения холодопроизводительности одноступенчатой парокомпрессионной машины применяют регенерацию пара. На рис.9.5 произведена принципиальная схема и цикл регенеративной парокомпрессионной холодильной машины в T,s - (б) и P,h -координатах (в).

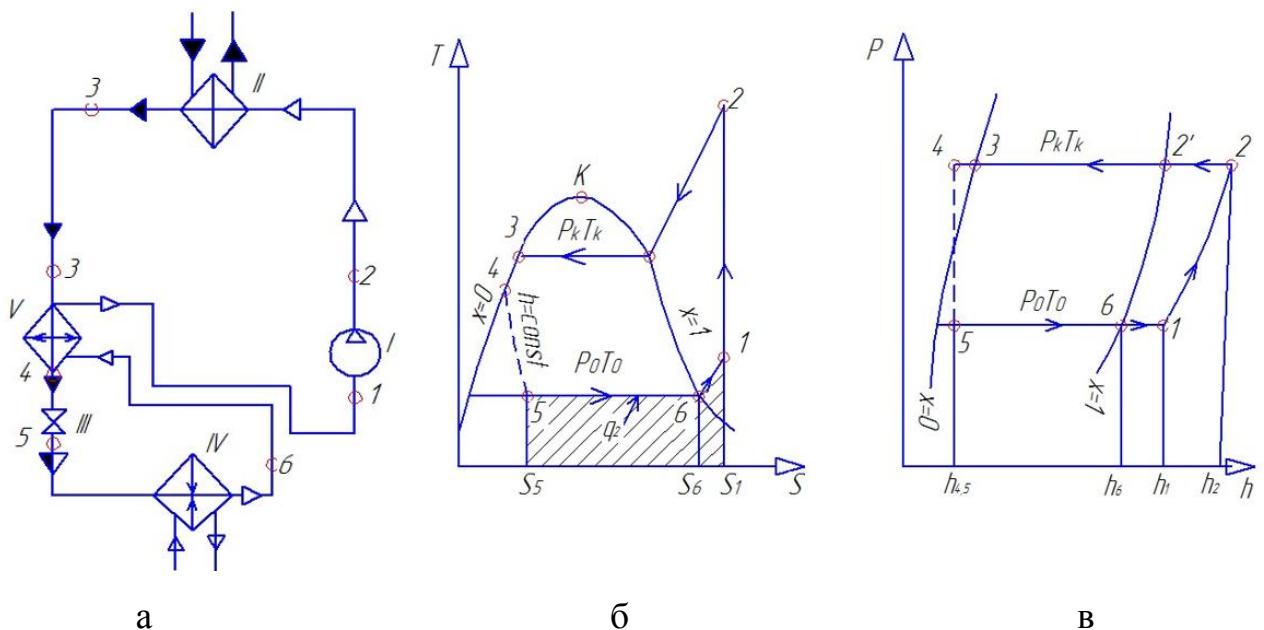


Рис.9.5 Принципиальная схема (а) и цикл парокомпрессионной холодильной установки в T_1S – (б) и p_1h - координатах (в)

Применение дополнительного конденсатора V в одноступенчатой парокompрессионной установке увеличивает холодопроизводительной холодильной машины на величину $\Delta h = h_1 - h_6$ (рис.9.5,в) или (на $S_1 16S_6 S_1$) на диаграмме $T_1 S$ (рис.9.5, б).

Холодильный коэффициент ε будет равно:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_6} = \frac{q_0}{l_{ц}}, \quad (9.5)$$

где $q_2 = q_0$ - теплота, отводимая в окружающую среду от одного кг рабочего тела, кДж/кг; $l_{ц}$ - удельная работа, затраченная на сжатие одного кг рабочего тела в компрессоре, кДж/кг.

В двухступенчатых холодильных парокompрессионных машинах рабочее тело последовательно сжимается в двух компрессорах К I и К II с невысокими значениями P_k/P_0 (не более 9...10). Тепловой поток от охлаждаемого тела подводится к рабочему телу в испарителе первой ступени Н I и отводится охладителем сначала на

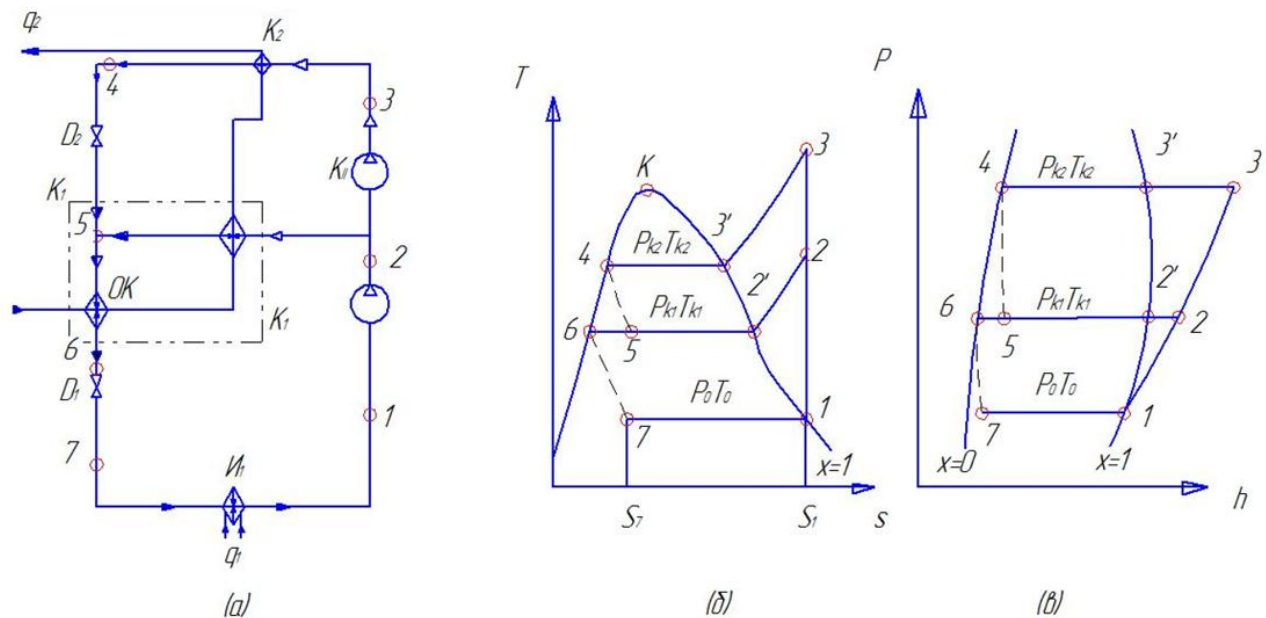


Рис. 9.6 Принципиальная схема (а) и цикл парокompрессионной холодильной машины T,S - (б) и p,h -координатах (в)

участке конденсации первой ступени K_1 , затем на участке охлаждения перегретого пара, соответственно процессы 22'5 на диаграммах Ts- и ph-(рис. 9.6(б) и (в)). Дросселирование рабочего тела в обеих ступенях сопровождается меньшими суммарными потерями эксергии, чем в одноступенчатой холодильной машине, работающей в том же интервале температур без охладителя конденсата ОК. Разделение конденсаторов на два участка и применение двухступенчатого сжатия позволяет повысить температуру охладителя и снизить потери эксергии от необратимости процесса теплообмена и потерь эксергии в компрессоре.

Холодильный коэффициент при данном цикле будет определяться по формуле

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{(h_1 - h_6) + (h_2 - h_5)}{h_3 - h_1} \quad (9.6)$$

В каскадных холодильных машинах (см. рис. 9.7), применяемых для получения температур $-100 \dots -73 \text{ }^\circ\text{C}$ ($173 \dots 200\text{K}$) при высоких температурах конденсации, помимо конденсатора и испарения имеется аппарат, называемый испарителем – конденсатором ИК. В нем отводится теплота конденсации от хладагента, осуществляющего обратный цикл в нижней ступени каскада, к кипящему хладагенту, совершающему цикл в верхней ступени каскада. Преимущество каскадной холодильной машины по сравнению с двухступенчатой заключается в возможности преобразования теплоты в более широком интервале температур, так как для каждого цикла подбирается рабочее тело с наиболее благоприятными свойствами в требуемых пределах изменения параметров. Критическая температура рабочего тела должна существенно превышать температуру конденсации, чтобы избежать больших потерь эксергии при сжатии и дросселировании. К недостаткам каскадных холодильных машин относится дополнительная необратимость, связанная с теплообменом между рабочими телами в испарителе- конденсаторе при $T_{k1} > T_{k2}$.

Холодильный коэффициент ε определяется по формуле (3.9) и равно:

$$\varepsilon = \frac{q_k}{l_{\text{ц}}} = \frac{q_0}{l_{\text{ц}}^{\text{H}} l_{\text{ц}}^{\text{В}}} = \frac{(h_1 - h_6) + (h_{11} - h_{14})}{(h_2 - h_1) + (h_{12} - h_{11})}, \quad (9.7)$$

где $q_k = q_0$ – удельная теплота, отводимая от 1 кг рабочего тела в окружающую среду, кДж/кг; $l_{\text{ц}}^{\text{H}}$, $l_{\text{ц}}^{\text{В}}$ – соответственно удельная работа цикла нижней и верхней ступеней кДж/кг.

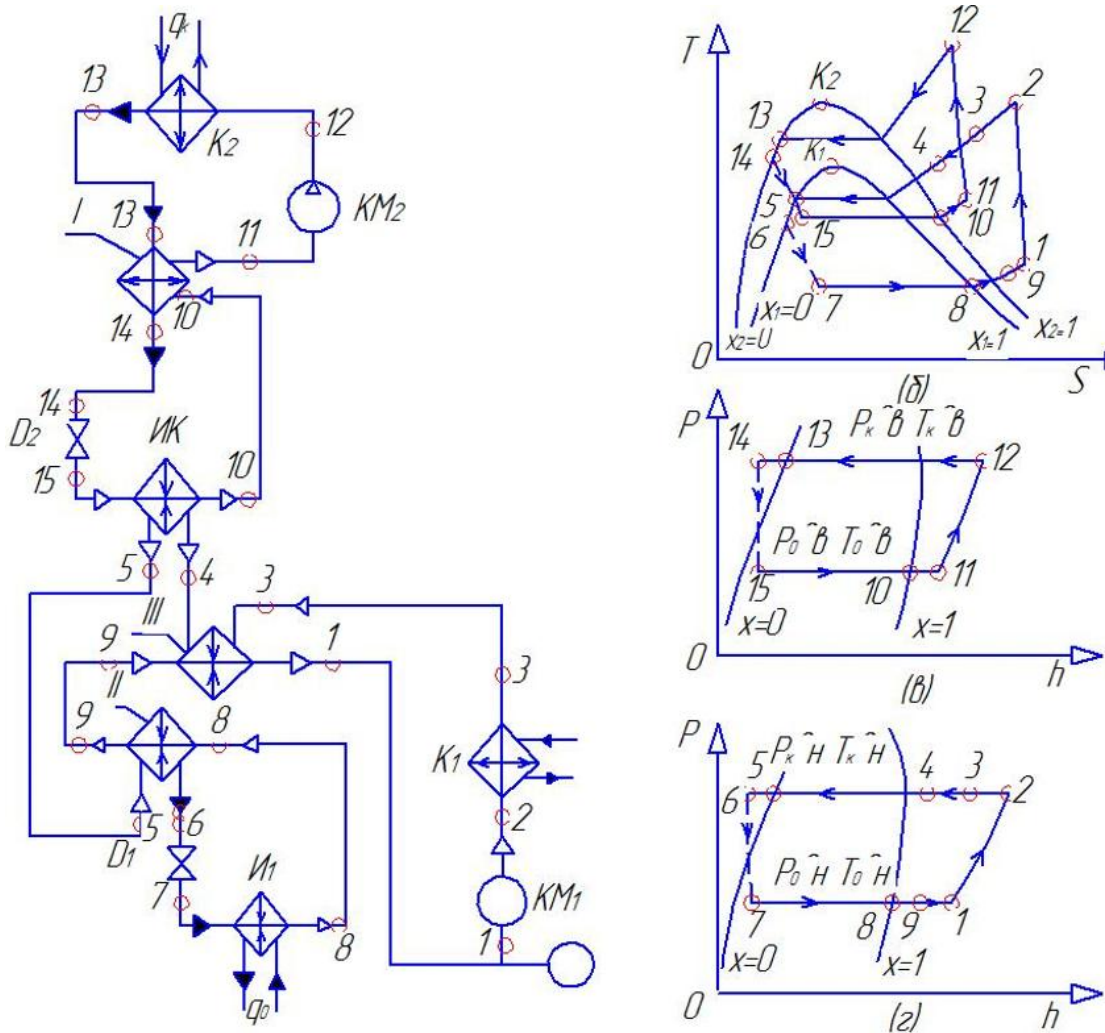


Рис. 9.7 Принципиальная схема и цикл каскадной холодильной машины в T,S и p-h-координатах:

KM_1 и KM_2 – компрессоры; K_1 и K_2 – конденсаторы нижней и верхней ступени; I, II, III – теплообменники; ИК- испаритель – конденсатор; I_1 - испаритель нижней ступени; D_1 и D_2 - соответственно дроссельные клапаны нижней и верхней ступеней.

9.4 Цикл абсорбционной холодильной машины

Абсорбционные холодильные машины существенно отличаются от всех других простотой конструкции. Холодильный эффект в них получается за счет энергии в форме теплоты. Для абсорбционной установки подбирают две жидкости, которые полностью растворяются друг в друге (бинарные смеси), имеют разные температуры кипения, например, вода и аммиак или бром и литий.

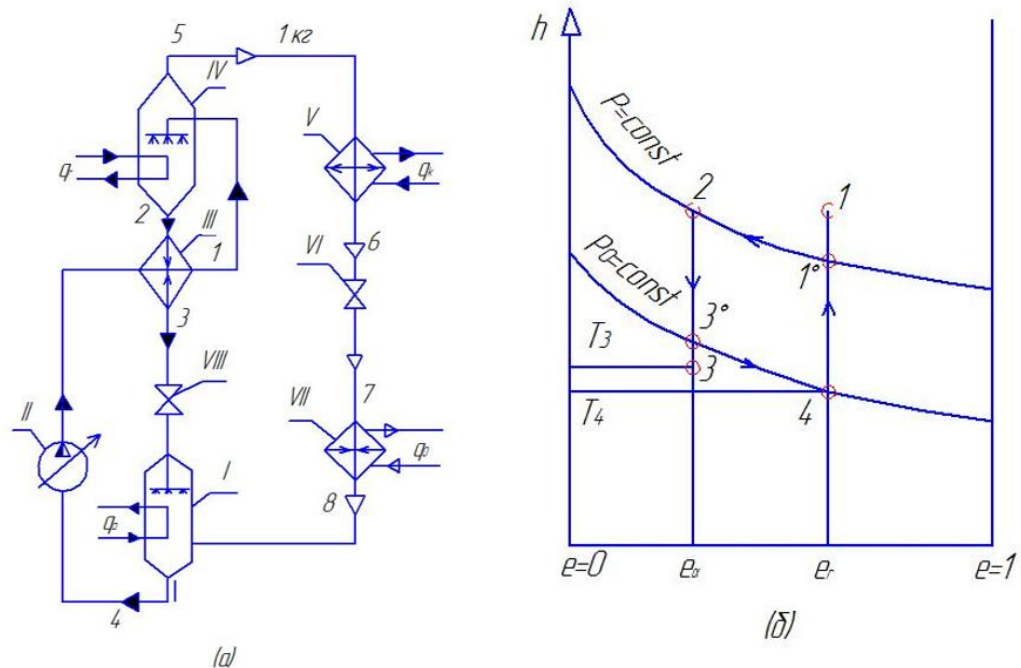


Рис. 9.8 Принципиальная схема абсорбционной холодильной машины (а) и процесс для жидкой фазы раствора в $\xi_1 h$ - диаграмме (б): I- абсорбер; II- насос крепкого раствора; III- теплообменник; IV- генератор; V- конденсатор; VI- дроссельный вентиль хладагента; VII- испаритель; VIII- дроссельный вентиль раствора

Процесс поглощения одного тела другим называется абсорбцией. При этом легкокипящую жидкость используют как холодильный агент, а жидкость с более высокой температурой кипения – как абсорбент (поглотитель).

Рассмотрим принципиальную схему (рис.9.8(а)) и диаграмму $\xi_1 h$ - жидкой фазы раствора (рис.9.8(б)). В парогенераторе IV в результате подвода теплоты q_r холодильный агент выпаривается из абсорбента в виде почти насыщенного

сухого пара (процесс 25). В конденсаторе V он полностью конденсируется, отдавая теплоту парообразования $q_k = r$ охлаждающей воде (процесс 56). В дросселирующем вентиле VI холодильный агент дросселируется с уменьшением давления и температуры и увеличением удельного объема (процесс 67). В теплообменнике VII (испаритель) ему передается теплота от охлаждаемого тела q_0 (процесс 78). В абсорбере I хладагент соединяется с объединенной смесью, который поступает из генератора IV через теплообменник III и дроссельный вентиль VIII, с выделением теплоты q_a . Обычно эта теплота подается в парогенератор. Процесс обогащения смеси на диаграмме ξh изображается изобарой 3°4. Крепкий раствор с концентрацией ξ_r насосом II перекачивается в парогенератор, процесс 41°1, где происходит выпаривание паров хладагента (процесс 12).

Холодильный коэффициент абсорбционной холодильной машины определяется как отношение отводимой теплоты от охлаждаемого тела q_0 к затраченной теплоте $q_1 = q_r - q_a - r$, если используется теплота q_a , выведенная при реакции поглощения в абсорбе:

$$\varepsilon = \frac{q_0}{q_r - q_a}, \quad (9.8)$$

где r - теплота парообразования, кДж/кг.

9.5. Цикл парожетторной холодильной установки

В парожетторных холодильных установках для получения холода используется теплота высокотемпературного источника. Принципиальная схема парожетторной холодильной установки приведена на рис. 9.9.

Из испарителя I пар холодильного агента поступает в камеру смещения эжектора II. Сюда же одновременно подается влажный насыщенный пар из парового котла (процессы 41 и 51) (рис.9.9(б)). Полученная смесь сжимается в диффузоре эжектора (процесс 12) и поступает в конденсатор III, где охлаждается при постоянном давлении и постоянной температуре (процесс 23). Затем часть

жидкости дросселируется в дроссельном вентиле IV, где происходит падение давления и температуры $T < T_2$ (процесс 34). Другая часть с помощью питательного насоса V направляется в котел VI, где с помощью подведенной извне теплоты q_1 превращается в пар.

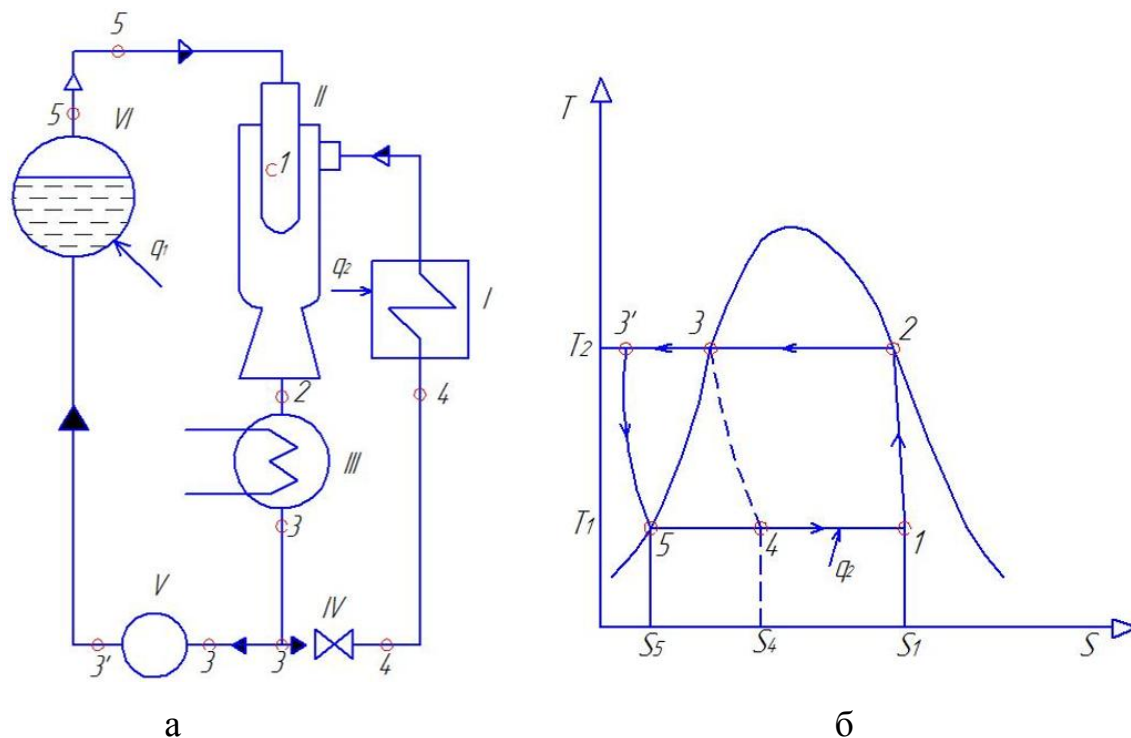


Рис. 9.9 Принципиальная схема (а) и цикл пароэжекторной холодильной установки (б) в T_1s - координатах: I- испаритель; II- эжектор; III- конденсатор; IV- дроссельный вентиль хладагента; V- насос; VI- паровой котел.

Холодильный коэффициент пароэжекторной холодильной установки определяется по формуле:

$$\varepsilon = q_1/q_2 , \quad (9.9)$$

9.6. Тепловые насосы

Ограниченность природных энергоресурсов и техногенное тепловое загрязнение окружающей среды все больше привлекают внимание к низкотемпературной энергетике и энергосберегающим системам.

Показательными примерами эффективного использования энергии являются применение тепловых насосов для систем централизованного теплоснабжения, комбинированной выработки электроэнергии и применение солнечной энергии для местного обогрева.

Тепловыми насосами называют устройства, которые преобразуют низкопотенциальную теплоту окружающей среды (воздуха, грунта, водоемов и т.п.) или сброса промышленных предприятий в теплоту более высокого потенциала, пригодную для использования потребителями. Работа теплового насоса (ТН) в принципе не отличается от работы холодильной установки.

Идея теплового насоса была высказана более полтора века назад британским физиком Уильямом Томсоном (более известный как лорд Кельвин). Это продуманное устройство он назвал «умножитель тепла».

Советский физик профессор В. А. Михельсон в 1920 году первый подробно разработал вопросы применения парокомпрессионных холодильных машин для отопления.

Термодинамическим анализом циклов и схем тепловых насосов занимались В. С. Мартыновский, В. М. Городянский и многие другие ученые.

Использование теплового насоса (ТН) получило интенсивное развитие в мире в последние годы в связи с энергетическими и экологическими проблемами.

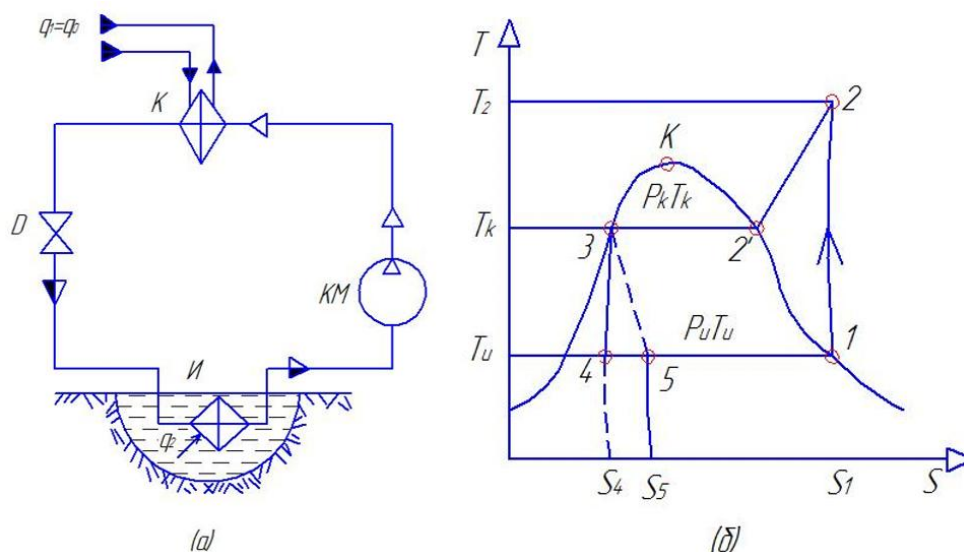


Рис.9.10. Принципиальная схема ТН (а) и цикл ТН в T_1s - координатах (б)

Рассмотрим принципиальную схему ТН и его цикл в T_1s координатах (рис.9.10 а и б). В компрессоре КМ холодильный агент сжимается с повышением температуры от T_1 до T_2 (процесс 12). В конденсаторе К парообразное рабочее тело конденсируется выделяя теплоту q_1 . Эта теплота передается жидкости, циркулирующей в отопительной системе. В дроссельном вентиле 3 конденсат рабочего тела дросселируется с понижением его давления и температуры до давления в испарителе (процесс 35). В испарителе И температура хладагента повышается за счет подвода удельной теплоты q_2 от водоема.

Эффективность работы теплового насоса характеризуется коэффициентом трансформации или коэффициентом преобразования теплоты (отопительный коэффициент), который показывает соотношение вырабатываемой тепловой энергии и затраченной энергии на привод компрессора:

$$\varphi = \frac{q_1}{l_n} = \frac{q_2 + l_n}{l_n}, \quad (9.10)$$

где φ - коэффициент трансформации (отопительный коэффициент); l_n - удельная работа, затраченная на привод компрессора, кДж/кг; q_1 - удельная теплота, отведенная от конденсатора к системе отопления, кДж/кг; q_2 - удельная теплота, отведенная 1 кг хладагента от охлаждаемого тела, кДж/кг.

$$q_1 = h_2 - h_4 = h_2 - h_5; q_2 = h_1 - h_5 = h_1 - h_4,$$

так как при дросселировании энтальпия рабочего тела не изменяется.

Тогда:

$$l_n = q_1 - q_2 = (h_2 - h_4) - (h_1 - h_4) = h_2 - h_1$$

Отсюда:

$$\varphi = \frac{q_1}{l_n} = \frac{h_2 - h_4}{h_2 - h_1}, \quad (9.11)$$

Если бы тепловой насос работал по обратному обратимому циклу, то относительный коэффициент:

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

Существует большое разнообразие типов ТН, которые могут быть классифицированы по различным признакам: по принципу действия (парокомпрессионные, абсорбционные, термоэлектрические и др.), по схемным решениям устройства (одноступенчатые, многоступенчатые, каскадные), по используемому источнику низкопотенциальной теплоты (наружный воздух, поверхностные или наземные воды, грунт, тепловые отходы), по источнику затрачиваемой энергии (электричество, органическое топливо, солнечная энергия, тепловые отходы производства и т.п.) и по типу привода компрессора (электродвигатель, ДВС, турбина и др.).

Вопросы для самоконтроля

- 1 Изобразите и поясните термодинамический цикл газокompрессионной холодильной установки.
- 2 Какие холодильные установки бывают?
- 3 Изобразите принципиальную схему воздушной холодильной установки и объясните принцип работы.
- 4 Объясните принцип действия парокомпрессионной и парожеторной машины.
- 5 Что такое тепловой насос и его отличие от холодильной машины.

РАЗДЕЛ 2. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА

ГЛАВА 10 ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕПЛООБМЕНА

10.1 Способы передачи теплоты

Преобразование теплоты в энергетических установках, в двигателях внутреннего сгорания и др., в механическую работу сопровождается теплообменом, т.е. передачей тепловой энергии от одного тела к другому.

В соответствии второму закону термодинамики, самопроизвольный перенос теплоты в пространстве возникает из-за разности температур и направлен в сторону уменьшения. Процесс переноса тепловой энергии в пространстве с неоднородным полем температуры называется теплообменом. Энергетической характеристикой теплообмена является теплота, которая зависит от вида процесса передачи теплоты, поэтому не является параметром состояния тела.

Понятие «теплообмен» является совокупностью всех процессов, где происходит передача теплоты из одной части пространства в другую в твердых телах, в жидких и газообразных средах. Эти процессы по своей физико-механической природе сложны и многообразны, и протекают в виде целого комплекса разнородных явлений. Для удобства, при исследовании, сложный процесс теплообмена принято делить на простейшие виды. Известны в природе 3 способа переноса теплоты: теплопроводностью, конвекцией и излучением.

Теплопроводность- это молекулярный перенос теплоты в сплошной среде или за счет соприкосновения тел с различной температурой. Для осуществления теплопроводности необходимы 2 условия: контакт и разница температур.

Конвекция- это процесс передачи теплоты из одной части пространства в другую, перемещающимися объектами, жидкостями или газа. Совокупность двух процессов (конвекции и теплопроводности) называют конвективным теплообменом. **Конвективный теплообмен** зависит от

физических свойств среды и характера её движения, неразрывно связан с переносом самой массы тела и всегда сопровождается теплопроводностью.

Конвективный теплообмен между потоком жидкости и поверхностью твердого тела называется теплоотдачей.

Излучение- процесс распространения энергии в виде электромагнитных волн (фотонами-квантами энергии), с двойным превращением- превращение внутренней энергии первого типа в энергию излучения, перенос энергии излучения в пространстве и её поглощение вторым телом, называется тепловым излучением. Это единственный способ переноса теплоты в вакууме, и оно зависит только от абсолютной температуры и оптических свойств излучающего тела.

Теплообмен, обусловленный одновременно различными свойствами называется сложным теплообменом. Если теплообмен сопровождается излучением, теплопроводностью и конвекцией, то такой вид теплообмена называют радиационно-конвективным. Передача теплоты излучением и теплопроводностью называется радиационно-кондуктивным. Процесс переноса теплоты от одной подвижной среды к другой через разделительную стенку, называют теплопередачей

Многие процессы передачи теплоты сопровождаются переносом самой массы тела (испарение воды, конденсация пара). Такой совместный процесс называется тепломассообменом

10.2 Количественные характеристики переноса теплоты

Количество теплоты (Q), передаваемое за единицу времени (τ) через произвольную поверхность (F), называется мощностью теплового потока или просто тепловым потоком, или тепловыми потерями, и обозначается буквой Φ . Единицей измерения служит Дж/с, т.е Вт

$$\Phi = \frac{Q}{\tau} \quad (10.1)$$

Интенсивность переноса теплоты характеризуется плотностью теплового потока (q), представляющей собой тепловой поток (Φ) через единичную площадь поверхности (F), и измеряется в Вт/м²

$$q = \frac{\Phi}{F} \quad (10.2)$$

Вопросы для самоконтроля

1. Способы переноса теплоты в природе?
2. Что такое тепловой поток?
3. Что характеризует интенсивность переноса теплоты?
4. Дайте определение теплопередачи
5. Что означает теплоотдача?

ГЛАВА 11 ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

11.1 Основной закон теплопроводности

Процесс распространения теплоты вообще и процесс теплопроводности в частности неразрывно связаны распределением температуры по объему тела. **Совокупность значений температуры во всех точках тела в данный момент времени называется температурным полем.** В общем случае, температура является функцией трех пространственных координат и времени, и математически оно описывается уравнением

$$t=f(x, y, z, \tau) \quad (11.1)$$

где x, y, z - координаты точки

τ - время

Если температура во всех точках тела не меняется со временем, то температурное поле называется установившемся (стационарным), в противном случае- неустановившемся (нестационарным). Температура может изменяться по одной, двум или трем пространственным координатам. В соответствии с этим температурное поле называется одно-, двух- или трехмерным. Уравнение одномерного стационарного поля имеет вид $t = f(x); \frac{dt}{d\tau} = 0; \frac{dt}{dy} = 0; \frac{dt}{dz} = 0$.

Поверхность, во всех точках которой температура одинакова, называется изотермической поверхностью или поверхностью уровня. Уравнение поверхности уровня имеет вид:

$$t(x, y, z, \tau)=C \quad (11.2)$$

где $C=\text{const}$

Изотермические поверхности разных температур друг с другом не пересекаются, так как одна и та же точка тела одновременно не может иметь различные температуры. Они не имеют границ внутри тела, и заканчиваются на поверхности, или замыкаются на себя, располагаясь внутри рассматриваемого объема (рис. 11.1 и 11.2)

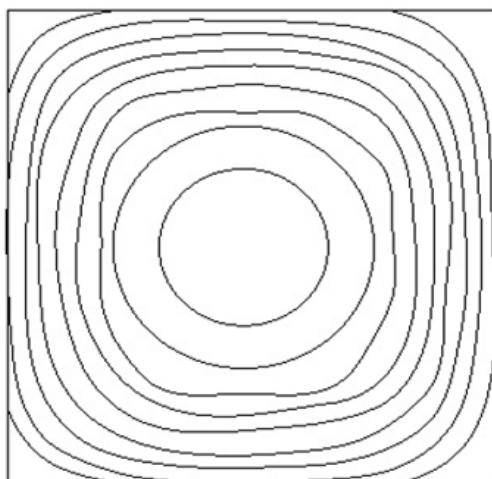


Рис. 11.1 Изотермы в области квадратной формы

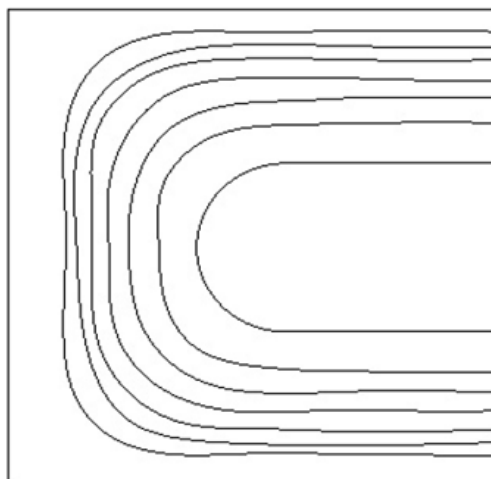


Рис. 11.2 Изотермы в области прямоугольной формы

Теплота не распространяется вдоль изотермической поверхности, а направляется от одной изотермической поверхности к другой. При этом наиболее резкое изменение температуры происходит в направлении нормали изотермическим поверхностям (рис. 11.3)

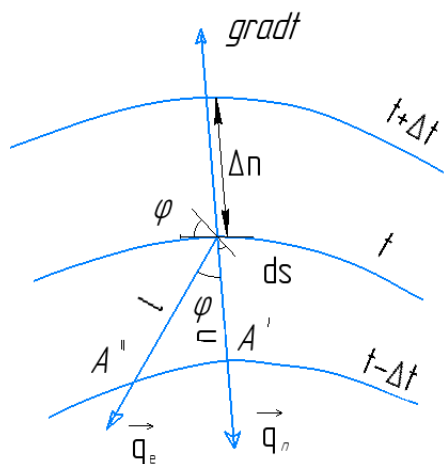


Рис. 11.3. Направление векторов градиента температуры и теплового потока: t -температура изотермической линии, Δt -изменение температуры, Δn -расстояние между изотермическими линиями, φ -угол направления изменения плотности теплового потока.

На практике, в ряде случаев приходится исследовать температурные поля, обладающие свойством симметрии. Рассмотрим некоторые частные случаи для стационарных полей.

Температурное поле называется **плоскопараллельным**, если в пространстве существует направление, при сдвигах, вдоль которого оно переходит в само себя. Оно задается равенством $t=f(x, y)$. Его изотермические поверхности- это семейство цилиндрических поверхностей $f(x,y)$.

Температурное поле называется **асимметричным**, если не изменяется при повороте пространства на произвольный угол, вокруг оси симметрии. Такое поле задается

соотношением в цилиндрической системе координат $t=f(r,z)$. Его изотермические поверхности представляют собой поверхности вращения.

Если температурное поле задается функцией, зависящей лишь от одной координаты r , т.е $t=f(r)$, то оно называется **цилиндрическим**. Изотермические поверхности такого поля- круглые цилиндры.

Если значение функции температуры в сферической системе координат зависит лишь от переменной r , где r - расстояние от начала координат, то такое температурное поле называется **сферическим**. Его изотермические поверхности- семейство концентрических сфер

Градиент температур. Предел отношения изменения температуры Δt к изменению расстояния Δn по нормали называется температурным градиентом, $grad\ t$ °С/м. Это важная величина, определяющая многие физические процессы.

$$grad\ t = \lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta t}{\Delta n} \right) = \vec{n}_0 \frac{\partial t}{\partial n} \quad (11.3)$$

$\vec{n}_0, (n)$ –единичный вектор направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры и численно равной частной производной от температуры $\frac{dt}{dn}$ по этому направлению.

Градиент температуры $grad\ t$ является векторной величиной, направленный по нормали в сторону возрастания температуры. Значение $grad\ t$, взятые со знаком «минус», называется падением температуры (теплота распространяется в сторону падения температуры)

Градиент температуры записывают в виде символов:

В декартовых координатах (x, y, z)

$$grad\ t = \frac{\partial t}{\partial x} \vec{i}_0 + \frac{\partial t}{\partial y} \vec{j}_0 + \frac{\partial t}{\partial z} \vec{k}_0; \quad (11.4)$$

В цилиндрических координатах (r, φ, z)

$$grad\ t = \frac{\partial t}{\partial r} (\vec{e}_{0r}) + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial \varphi} \vec{e}_{0\varphi} + \frac{\partial t}{\partial z} \vec{k}_0 \quad (11.5)$$

В сферических координатах (r, φ, θ)

$$\text{grad } d = \frac{\partial t}{\partial r} \vec{e}_{0r} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial \theta} \vec{e}_{0\theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial t}{\partial \varphi} \vec{e}_{0\varphi} \quad (11.6)$$

Где $\vec{i}_0, \vec{j}_0, \vec{k}_0, \vec{e}_{0r}, \vec{e}_{0\varphi}, \vec{e}_{0\theta}$ – соответственно, единичные векторы координат $x, y, z, r, \varphi, \theta$.

Закон Фурье. Основной закон теплопроводности формируется законом Фурье. Перенос теплоты в теле (среде) возможен только при возникновении разности температур. Изучая явление теплопроводности в твердых телах, Ж.Б. Фурье (1822г) установил, что **вектор плотности теплового потока \vec{q} , передаваемого теплопроводностью, пропорционален градиенту температуры**

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad } t = -\vec{n}_0 \lambda \frac{\partial t}{\partial n} \quad (11.7)$$

Где λ - теплопроводность вещества, Вт/(м · К). Знак минус в уравнении (11.7) указывает, что вектор \vec{q} направлен противоположно вектору $\text{grad } t$, т.е в сторону наибольшего уменьшения температуры. Плотность теплового потока $\vec{q}_e (q_e)$ в любом другом направлении (рис. 11.3) 1 равна проекции вектора q_e на это направление l:

$$q_e = \vec{q}_e \cdot \cos \varphi = -\lambda \text{grad } t \quad (11.8)$$

Тепловой поток через произвольно ориентированную элементарную площадку dF равен скалярному произведению вектора \vec{q}_n на вектор элементарной площадки df

$$s^n \Phi = q_n \cdot dF \quad (11.9)$$

Полный тепловой поток Φ через всю поверхность F определяется интегрированием этого произведения по поверхности F

$$\Phi = \int_F q_n \cdot dF = - \int_F \lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF \quad (11.10)$$

где dF -элементарная изотермическая поверхность, m^2 ;

Φ -тепловой поток, Вт

λ -теплопроводность вещества, Вт/(м · К)

Теплопроводность λ является физическим параметром вещества и характеризует способность тела проводить теплоту. Она численно равна

количеству теплоты, которое проходит в единицу времени через единицу поверхности, при падении температуры на один Кельвин на единицу длины. Для различных веществ λ различен, и для каждого из них зависит от структуры, плотности, давления, температуры и влажности. На практике важно знать зависимость λ от температуры. Для большинства материалов, теплопроводность возрастает с увеличением температуры:

$$\lambda = \lambda_0(1 + bt) \quad (11.11)$$

Где λ_0 - теплопроводность при $t=0$ °С;

b - постоянная величина, определяемая опытным путем.

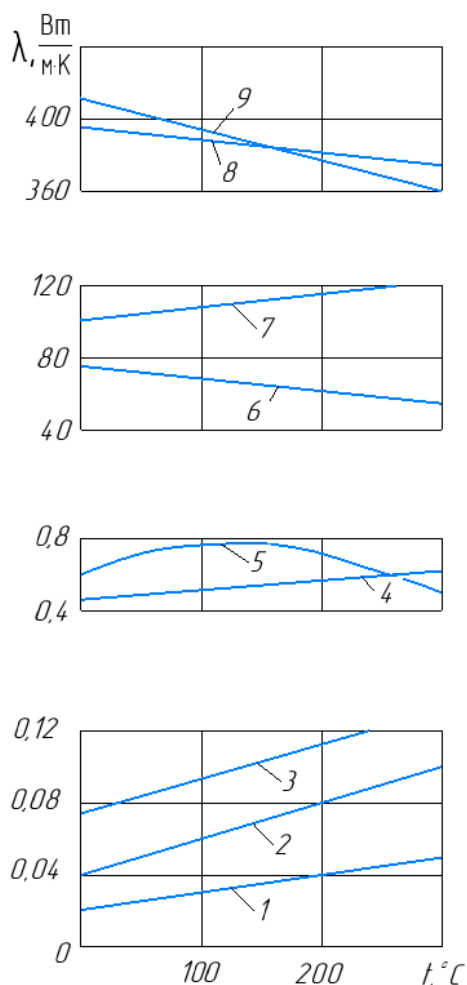


Рис. 11.4. Зависимость теплопроводности от температуры, 1-воздух, 2-минеральная вата, $\rho=150$ кг/м³, 3-минеральная вата, $\rho=400$ кг/м³, 4-сухой пористый красный кирпич, 5-вода, 6-железо, 7-латунь (67% Си, 33% Zn), 8-медь 99,9%, 9-серебро 99,9%

На практике, расчеты значения λ обычно определяется из среднеарифметических граничных значений температуры тела (из справочников теплофизических свойств веществ) и это значение считается постоянным.

Рассмотрим зависимость теплопроводности от температуры и других параметров для различных сред.

В газах, теплопроводность λ зависит от скорости хаотического движения молекул, которая возрастает с увеличением температуры и уменьшением массы молекул. Поэтому с повышением температуры λ возрастает. Наибольшей теплопроводностью обладает самый легкий газ- водород Н₂. При стандартных условиях ($t= 20$ °С, $p=101325$ Па) $\lambda_{\text{водорода}}=0,2$

Вт/(м · К). У более тяжелых газов λ меньше у диоксида углерода, СО₂, $\lambda=0,02$ Вт/(м · К), у воздуха $\lambda=0,025$ Вт/(м · К)

В металлах теплопроводность обеспечивается за счет теплового движения электронов, которые в три тысячи раз легче самого легкого газа- водорода H₂. Соответственно и теплопроводность металлов намного выше, чем газов. Наибольшей теплопроводностью обладают чистые металлы: серебро-420,5 Вт/(м · К); медь – 397,12 Вт/(м · К); золото-327 Вт/(м · К); алюминий-210,24 Вт/(м · К). Для большинства металлов с повышением температуры, теплопроводность λ убывает. При наличии примесей λ чистых металлов резко падает. Например, для меди со следами мышьяка $\lambda=142,5$ Вт/(м · К) . С повышением температуры λ чистых металлов убывает, а сплавов растет (рис. 11.4).

У жидкостей (неметаллов) теплопроводность изменяется от 0,1 до 0,7 Вт/(м · К) . С повышением температуры для большинства жидкостей λ убывает, исключение составляет вода и глицерин. Для воды λ сначала возрастает (при $t=0$ °С, $\lambda=0,5536$ Вт/(м · К), при $t=120$ °С, $\lambda=0,59$ Вт/(м · К), а затем убывает (при $t=370$ °С, $\lambda=0,3387$ Вт/(м · К) (см. рис. 11.4)

Теплопроводность строительных и теплоизоляционных материалов находится в пределах 2,8...0,02 Вт/(м · К) . Материалы со значением $\lambda \leq 0,23$ Вт/(м · К) называют теплоизоляционным. У них с повышением температуры и плотности λ возрастает (см. рис. 11.4)

Очень интенсивно увеличивается теплопроводность при увлажнении пористых материалов. Так, например, для сухого кирпича $\lambda=0,3$ Вт/(м · К), для воды $\lambda=0,55$ Вт/(м · К), а для влажного кирпича $\lambda=0,911$ Вт/(м · К). Поэтому необходимо обратить особое внимание при определении λ и при расчете теплопередачи, ограждающих конструкций зданий.

Зависимость λ от направления теплового потока наблюдается у **анизотропных материалов**. Например, для сосны $\lambda =0,15$ Вт/(м · К) при направлении теплового потока перпендикулярно волокнам и $\lambda=0,3$ Вт/(м · К)- параллельно волокнам. У изотропных материалов λ не зависит от направления теплового потока.

11.2 Дифференциальное уравнение теплопроводности

Распространение теплоты в нагреваемом (охлаждаемом) теле теплопроводностью в пространстве и времени можно описать дифференциальным уравнением. Для вывода дифференциального уравнения воспользуемся методом математической физики и законом сохранения энергии. При этом считаем, что тело однородное, изотропное, λ и физические характеристики не меняются с течением времени, деформацией тела от изменения температуры можно пренебречь, процесс протекает в элементарном объеме тела в течение элементарного отрезка времени. Количество теплоты dQ_1 , введенное в элементарный объем извне за элементарный промежуток времени $d\tau$, вследствие теплопроводности, а также от внутренних источников dQ_2 теплоты, равно изменению внутренней энергии dU вещества, содержащегося в элементарном объеме

$$dU = \delta Q_1 + \delta Q_2 \quad (11.12)$$

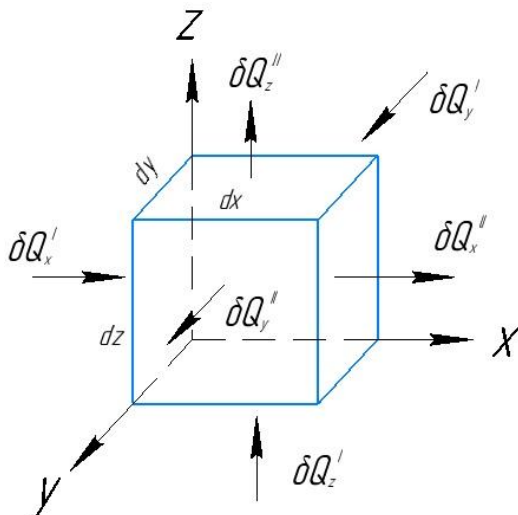


Рис. 11.5. Схема к выводу дифференциального уравнения теплопроводности

Для вычисления δQ_1 , воспользуемся законом Фурье в скалярной форме. Количество теплоты δQ_1 , подведенное в выделенный объем через элементарные площадки dF за элементарный промежуток времени $d\tau$ равно:

$$\delta Q_1 = \partial Q_x + \partial Q_y + \partial Q_z$$

$$\text{Где } \delta Q_x = \delta Q'_x - \delta Q''_x$$

$$\delta Q_y = \delta Q'_y - \delta Q''_y$$

$$\delta Q_z = \delta Q'_z - \delta Q''_z$$

Тепловые потоки, поступившие в элементарный объем dV по направлениям координатных осей x, y, z .

$$\delta Q'_x = -\lambda dy \cdot dz \cdot \frac{\partial t}{\partial x} d\tau$$

Где $\delta Q'_x$ и $\delta Q''_x$ - элементарная теплота, подводимая извне по направлению координатной оси X в элементарный объем $dV = dx \cdot dy \cdot dz$;

$\frac{\partial t}{\partial x}$ и $\frac{\partial}{\partial x} \left(\tau + \frac{\partial t}{\partial x} \right)$ -соответственно температуры входа в элементарный объем и выхода из него.

Тогда:

$$\begin{aligned} \delta Q_x = \delta Q'_x - \delta Q''_x &= -\lambda dy \cdot dz \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \cdot d\tau + \lambda dy \cdot dz \frac{\partial t}{\partial x} \cdot d\tau + \lambda dy \cdot dz \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \cdot \\ d\tau &= \lambda dy \cdot dz \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \cdot d\tau \end{aligned} \quad (11.13)$$

$$\delta Q_2 = q_v dV \cdot d\tau \quad (11.14)$$

Где q_v -объемная плотность теплового потока Вт/м³

Изменение внутренней энергии:

$$dU = C'_v \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau \cdot dV = C_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau \cdot dV \quad (11.15)$$

Где C'_v и C_v - удельные изохорные теплоемкости единицы объема, Дж/(м³ · К) и массы Дж/(кг · К); -плотность тела, кг/м³.

Если в уравнение (11.12) подставим вместо $\delta Q_1, \delta Q_2$ и dU выражения из уравнения (11.13), (11.14), (11.15), то получим:

$$C_v \rho \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau \cdot dV = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \cdot dV \cdot d\tau + q_v dV \cdot d\tau \quad (11.16)$$

Уравнение (11.16) называется дифференциальным уравнением теплопроводности. Оно устанавливает зависимость температуры от времени и пространственных координат x, y, z .

После некоторых преобразований и сокращений $d\tau, dV$ уравнение (11.16) примет вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c\rho} \quad (11.17)$$

Здесь $\frac{\lambda}{c\rho} = a$ - температуропроводность тела м²/с; ρ - плотность тела, кг/м³; $c = (c_v, c_p)$ - удельная массовая теплоемкость тела, кДж/(кг·К)

Температуропроводность является физическим параметром вещества и характеризует скорость изменения температуры во времени

Ведем обозначение $\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \nabla^2$ - оператор Лапласа в декартовой системе координат (∇ - набла). С учетом принятых обозначений уравнение (11.17) примет вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho} \quad (11.18)$$

Если внутренние источники теплоты отсутствуют ($q_v = 0$), то получим

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t \quad (11.19)$$

Для одномерного случая уравнение (11.19) будет иметь вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \quad (11.20)$$

В цилиндрических координатах (r, φ, z), связанных с декартовыми координатами соотношениями

$$x = r \cos \varphi; \quad y = r \sin \varphi; \\ (0 \leq r < \infty); \quad (0 \leq \varphi < 2\pi); \quad (-\infty < z < +\infty);$$

Уравнение (11.17) примет вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} \right) + \frac{q_v}{c\rho} \quad (11.21)$$

В сферических координатах (r, φ, θ), связанных с декартовыми координатами соотношениями:

$$x = r \cos \varphi \sin \theta; \quad y = r \sin \varphi \sin \theta; \quad z = r \cos \theta \\ (0 \leq r < \infty); \quad (0 \leq \varphi < 2\pi); \quad (0 < \theta < \pi);$$

Уравнение (11.17) записывается в виде:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial t}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} \right) + \frac{q_v}{c\rho} \quad (11.22)$$

11.3 Условия однозначности для процессов теплопроводности

Дифференциальное уравнение (11.17) описывает явление теплопроводности в общем виде. Чтобы найти одно частное решение, соответствующее определенной конкретной задаче, необходимо иметь дополнительные данные, не содержащиеся в исходном уравнении. Эти дополнительные условия называют условиями однозначности. В условия однозначности входят:

1. Геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, в котором протекает процесс.

2. Физические условия, характеризующие теплофизические свойства тела (тепло-и температуропроводность), а также распределение внутренних источников теплоты

3. Временные или начальные условия (необходимо для рассмотрения нестационарных процессов), характеризующие температурное состояние в начальный момент времени. При этом задается закон распределения температуры внутри рассматриваемого тела в исходный момент времени:

$$t = \varphi(x, y, z) \text{ при } \tau = 0 \quad (11.23)$$

4. Граничные условия, определяющие особенности теплового взаимодействия граничной поверхности тела с окружающей средой. Они могут быть заданы в различной форме, в зависимости от характера процесса.

а) Граничное условие первого рода состоит в задании поверхностного распределения температуры для любого момента времени

$$t_{\text{пов}} = \varphi(x, y, z, \tau) \quad (11.24)$$

б) Граничное условие второго рода состоит в задании плотности теплового потока для каждой точки поверхностного тела, как функции координат и времени

$$q_{\text{пов}} = \varphi(x, y, z, \tau) \quad (11.25)$$

в) В случае граничных условий третьего ряда задается температура окружающей среды t_f и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Согласно закону Ньютона-Рихмана, количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур поверхности тела (стенки) $t_{\text{ст}}$ и окружающей среды t_f . ($t_{\text{ст}} > t_f$)

$$q = \alpha(t_{\text{ст}} > t_f)$$

или
$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial n} |_{\text{ст}} = (t_{\text{ст}} > t_f) \quad (11.26)$$

где α - коэффициент теплообмена (теплоотдачи), Вт/($\text{м}^2 \cdot \text{К}$), характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой (Флюид)

г) Граничные условия четвертого рода характеризуют тепловое взаимодействие между твердыми телами или твердого тела с окружающей средой по закону теплопроводности

$$\begin{cases} \lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial n} |_r = \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial n} |_r + q_v(x, y, z, \tau) |_r \\ t_1(x, y, z, \tau) |_r = t_2(x, y, z, \tau) |_r \end{cases} \quad (11.27)$$

Индекс «r» означает границу соприкосновения тел или тела и среды.

Если между их граничными поверхностями имеется идеальный контакт, то тепловой поток, выходящий из одного тела через контактную поверхность, должен быть равен тепловому потоку, входящему в другое тело, а температуры на поверхности контакта должны быть одинаковыми.

Совокупность начального и граничных условий называют краевыми условиями (временное краевое условие и пространственное краевое условие).

В общем случае, условия однозначности могут быть заданы в виде числового значения искомой величины, в виде функциональной зависимости или в виде дифференциального уравнения.

11.4 Перенос теплоты теплопроводностью при стационарном режиме

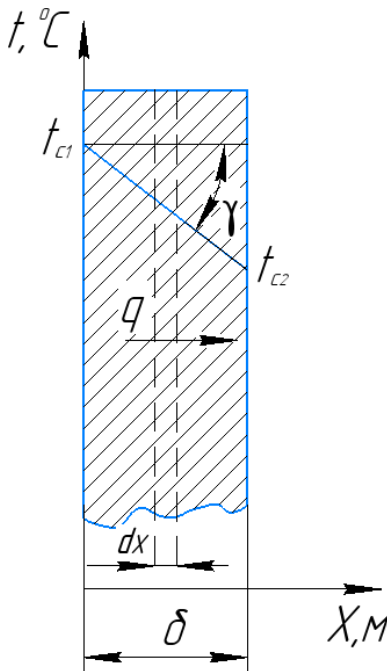


Рис. 11.6. Стационарное распределение температуры по толщине плоской стенки

Однородная плоская стенка. Простейшей и очень распространенной задачей является определение плотности теплового потока, передаваемого через плоскую стенку толщиной δ , на поверхности которой поддерживаются температуры t_{c_1} и t_{c_2} (рис 11.6). Теплопроводность стенки не изменяется ($\lambda = const$). Температура измеряется только по толщине стенки- по направлению оси X , перпендикулярной плоской стенке.

Температурное поле одномерно, плоские изотермические поверхности располагаются перпендикулярности оси X .

Для одномерного температурного поля

$$\text{grad } t = \frac{dt}{dx} \quad (11.28)$$

И используя закон Фурье, получаем дифференциальное уравнение стационарной теплопроводности для плоской стенки

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (11.29)$$

В стационарных условиях, когда теплота не используется на нагрев, плотность теплового потока q неизменна по толщине стенки. Теплопроводность λ в большинстве задач не зависит от температуры и одинакова по толщине стенки, и определяют по средней температуре

$\bar{t} = 0,5(t_{c_1} + t_{c_2})$ из справочников. В этом случае

$$-\frac{q}{\lambda} = \frac{dt}{dx} = \text{tg } \gamma = const \quad (11.30)$$

Т.е зависимость температуры от координаты X линейна

Разделив переменные в уравнении (11.29), получаем

$$dt = -\frac{q}{\lambda} dx \quad (11.31)$$

Интегрирование уравнения (11.31) даёт

$$t = -\frac{q}{\lambda} x + c \quad (11.32)$$

Где c - постоянная интегрирования, определяется из граничных условий. При $x=0$, $t=t_{c_1}$, а при $x= \delta$, $t=t_{c_2}$. Подставляя эти значения в уравнение (11.32), получаем $c=t_{c_1}$ и

$$t_{c_2} = -\frac{q}{\lambda} \delta + t_{c_1} \quad (11.33)$$

Уравнение (11.33) позволяет определить неизвестную величину, плотность теплового потока q , Вт/м²

$$q = \left(\frac{\lambda}{\delta}\right) (t_{c_1} - t_{c_2}) \quad (11.34)$$

Тепловой поток Φ , Вт, через поверхность F , м², равен

$$\Phi = q \cdot F = \left(\frac{\lambda}{\delta}\right) \cdot F \cdot \Delta t \quad (11.35)$$

Где $\Delta t = t_{c_1} - t_{c_2}$ - разность температур, °С

Отношение $\frac{\lambda}{\delta}$ называется тепловой проводимостью стенки, а обратная величина $\frac{\delta}{\lambda}$ (м² · К)/Вт- тепловым или термическим сопротивлением стенки и обозначается R_λ . Термическое сопротивление R_λ определяет падение температуры при прохождении через стенку удельного теплового потока, равного единице. Пользуясь понятием термического сопротивления, формулу (11.35) можно представить в виде

$$\Phi = \frac{\Delta t}{R_\lambda} \cdot F = \frac{(t_{c_1} - t_{c_2}) \cdot F}{R_\lambda} \quad (11.36)$$

Из уравнений (11.32) и (11.34) можно получить уравнение температурной прямой

$$t_x = t_{c_1} - \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{\delta} \cdot x \quad (11.37)$$

Многослойная стенка. Стенки, состоящие из нескольких плотно прилегающих друг к другу разнородных слоев, называются многослойными (рис. 11.7). Пусть стенка состоит из трех разнородных слоев. Толщины слоев $\delta_1, \delta_2, \delta_3$. Температуры наружных поверхностей t_{c1} и t_{c4} . Необходимо определить плотность теплового потока q и температурное поле в многослойной плоской стенке.

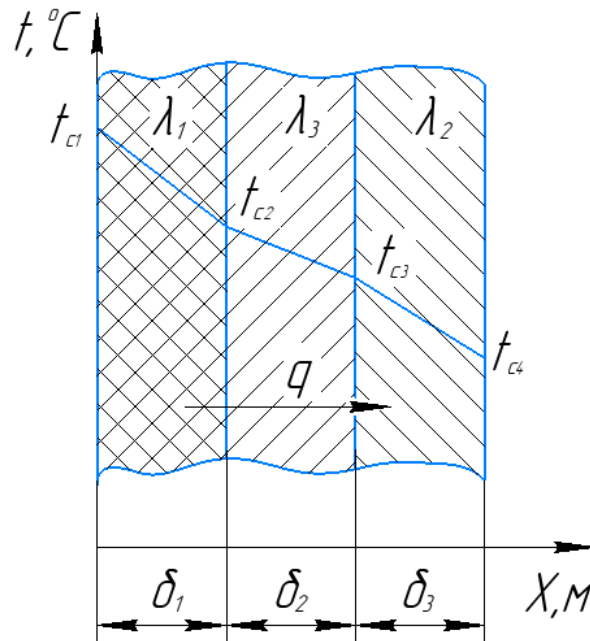


Рис. 11.7. Распределение температуры по толщине многослойной плоской стенки

При стационарном режиме $q=\text{const}$, и для всех слоев одинаков. Для каждого слоя на основании формулы (11.34) запишем

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_{c1} - t_{c2})$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_{c2} - t_{c3})$$

$$q = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (t_{c3} - t_{c4})$$

Или

$$\begin{cases} (t_{c_1} - t_{c_2}) = q \frac{\delta_1}{\lambda_1} \\ (t_2 - t_3) = q \frac{\delta_2}{\lambda_2} \\ (t_{c_3} - t_{c_4}) = q \frac{\delta_3}{\lambda_3} \end{cases} \quad (11.38)$$

Складывая левые и правые части уравнений системы (11.38) получаем

$$(t_{c_1} - t_{c_4}) = q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right)$$

Или

$$q = \frac{(t_{c_1} - t_{c_4})}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} \quad (11.39)$$

Для n-слойной плоской стенки выражение для плотности теплового потока примет вид

$$q = \frac{t_{c_1} - t_{c_{n+1}}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} \quad (11.40)$$

Термическое сопротивление многослойной плоской стенки равно сумме термических сопротивлений отдельных стенок

$$R_\lambda = \sum_{i=1}^n R_i = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} \quad (11.41)$$

Иногда для сокращения выкладки, многослойную стенку рассчитывают как однородную, толщиной Δ . При этом, в расчет вводится так называемая **эквивалентная теплопроводность**, $\lambda_{\text{ЭКВ}}$

$$\lambda_{\text{ЭКВ}} = \frac{\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + \dots + \delta_n}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n}} \quad (11.42)$$

Распределение температуры, в пределах каждого слоя- линейное, но в целом, для всей стенки, температурная зависимость представляет собой

ломанную линию. Более резко температура меняется в слое, с меньшей теплопроводностью, потому что $q = \text{const}$, а $\text{tg } \gamma_i = -\frac{q}{\lambda_i}$ (11.30). Так, в примере, представленном на рис. 11.7, наименьшей теплопроводностью обладает первый слой, а наибольшей - второй слой.

Рассчитав плотность теплового потока через многослойную стенку, можно определить неизвестные температуры на поверхности слоев из условия, что $q = \text{const}$:

$$q = \frac{t_{c_1} - t_{c_4}}{R_\lambda} = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{R_1}$$

Или

$$\begin{cases} t_{c_2} = t_{c_1} - \left(\frac{R_1}{R_\lambda}\right) \cdot (t_{c_1} - t_{c_4}) \\ t_{c_3} = t_{c_2} - \left(\frac{R_1 + R_2}{R_\lambda}\right) \cdot (t_{c_1} - t_{c_4}) \end{cases} \quad (11.43)$$

Где $R_1 = \frac{\delta_1}{\lambda_1}$; $R_2 = \frac{\delta_2}{\lambda_2}$; $R_3 = \frac{\delta_3}{\lambda_3}$; $R_\lambda = R_1 + R_2 + R_3$.

Пример 11.1 Стенка из силикатного кирпича на холодном растворе, высотой 3,0 м, длиной 10 м и толщиной 0,61 м, имеет теплопроводность 0,87 Вт/(м·К). Температура на внутренней поверхности стенки $t_{c_1} = 18$ °С, на наружной поверхности – 25 °С

Определить поверхностную плотность теплового потока, тепловой поток, потери теплоты через стенку в течение суток, а также температуру внутри стенки на расстоянии $\frac{\delta}{2}$ (толщины стенки)

Решение. Поверхностная плотность теплового потока

$$q = \frac{\lambda_{\text{ст}}}{\delta_{\text{ст}}} (t_{c_1} - t_{c_2}) = \frac{0,87}{0,61} (18 - (-25)) = 61,32 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

Тепловой поток

$$\Phi = qF = 61,32 \cdot 10 \cdot 3,0 = 1839,83 \text{ Вт}$$

Потери теплоты через стенку в течение суток

$$Q = \Phi \cdot \tau = 1839,83 \cdot 24 \cdot 3600 = 158,962 \cdot 10^6 \text{ Дж} = 158,962 \text{ МДж}$$

Температура внутри стенки

$$t_x = t_{c1} - \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta} \cdot 0,5\delta = 18 - \frac{18 - (-25)}{0,61} \cdot 0,5 \cdot 0,61 = -3,5 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\text{Или } t_x = t_{c1} - \frac{q}{\lambda} x = 18 - \frac{61,32}{0,87} \cdot 0,305 = -3,5 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Пример 11.2 Холодильная камера отделена от цеха полуфабрикатов стенкой из строительного кирпича толщиной 50 см. $\lambda_{\text{кт}} = 0,81 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, покрытой со стороны цеха штукатуркой с $\lambda_{\text{шт}} = 0,78 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, а со стороны камеры- шлаковой ватой $\lambda_{\text{ш.в}} = 0,07 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ и такой же штукатуркой, как со стороны цеха. Толщина каждого слоя штукатурки $\delta_{\text{шт}} = 0,02 \text{ м}$. Температура воздуха в цехе $20 \text{ } ^\circ\text{C}$ при относительной влажности $\varphi = 70\%$. Через стенку проходит тепловой поток $476,8 \text{ кДж}$ на 1 м^2 за 8 часов.

Определить минимальную толщину слоя шлаковой ваты, при которой выпадение влаги на поверхность стенки со стороны цеха будет исключено, если температура стенки со стороны $-5 \text{ } ^\circ\text{C}$. Рассчитайте эквивалентную теплопроводность стенки и сравните плотность теплового потока, найденного через $\lambda_{\text{экв}}$, с заданным по условию.

Решение. Определяем плотность теплового потока по формуле

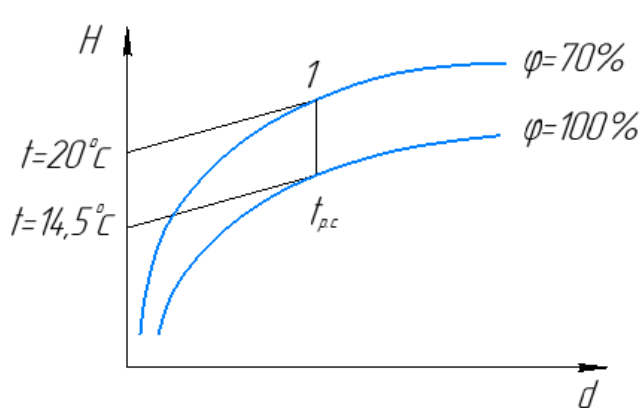


Рис. 2.1. Определение температуры точки росы $t_p = 14,5 \text{ } ^\circ\text{C}$

$$q = \frac{Q}{\tau} = \frac{476,8 \cdot 10^3}{8 \cdot 3600} = 16,56 \text{ Вт}/\text{м}^2$$

По диаграмме H, d - влажного воздуха определяем температуру точки росы на стенке камеры со стороны цеха (см.рис. 2.1)

$$t_p = 14,5 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Из равенства $q = \frac{t_1 - t_5}{R_\lambda}$ определяем

$$R_\lambda = \frac{t_1 - t_5}{q} = \frac{14,5 - (-5)}{16,56} = 1,18 \text{ (м}^2 \cdot \text{К)}/\text{Вт}$$

$$R_\lambda = 2 \frac{\delta_{\text{шт}}}{\lambda_{\text{шт}}} + \frac{\delta_{\text{с.к}}}{\lambda_{\text{с.к}}} + \frac{\delta_{\text{ш.в}}}{\lambda_{\text{ш.в}}}$$

$$\delta_{ш.в} = \lambda_{ш.в} \left(R_{\lambda} - 2 \frac{\delta_{шт}}{\lambda_{шт}} - \frac{\delta_{с.к}}{\lambda_{с.к}} \right) = 0,07 \left(1,18 - 2 \frac{0,02}{0,78} - \frac{0,5}{0,81} \right) = 0,0364 \text{ м}$$

$$\delta_{ш.в} = 0,0364 \text{ м}$$

Определяем эквивалентную теплопроводность по формуле

$$\lambda_{\text{ЭКВ}} = \frac{2\delta_{шт} + \delta_{с.к} + \delta_{ш.в}}{2 \frac{\delta_{шт}}{\lambda_{шт}} + \frac{\delta_{с.к}}{\lambda_{с.к}} + \frac{\delta_{ш.в}}{\lambda_{ш.в}}} = \frac{2 \cdot 0,02 + 0,5 + 0,0364}{0,05 + 0,61 + 0,52} = 0,488 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$$

$$q = \frac{\lambda_{\text{ЭКВ}}}{\delta} (t_{c1} - t_{c5}) = \frac{0,488}{0,5764} (14,5 - (-5)) = 16,51 \text{ Вт/м}^2$$

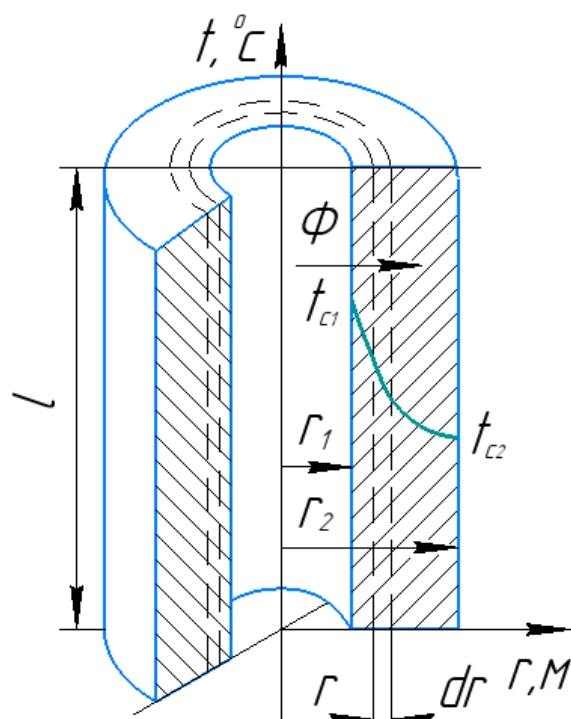


Рис. 11.8. Распределение температуры по толщине однослойной цилиндрической стенки

Однородная цилиндрическая стенка.

Очень часто теплоносители движутся по трубам и требуется рассчитать тепловой поток через цилиндрическую стенку длиной l , с внутренним радиусом r_1 , и внешним радиусом r_2 . На поверхностях трубы поддерживаются постоянные температуры t_{c1} и t_{c2} . Температура изменяется только в радиальном направлении r , следовательно, температурное поле одномерное, а изотермические поверхности являются

цилиндрическими, имеющие с трубой общую ось (рис. 11.8) Необходимо найти тепловой поток и температурное поле. Для

цилиндрического одномерного температурного поля $grad t = \frac{dt}{dr}$ и закон Фурье имеет вид $q = -\lambda \left(\frac{dt}{dr} \right)$.

Для трубы, длиной l , тепловой поток Φ равен

$$\Phi = Fq = -2\pi r l \lambda \frac{dt}{dr} \quad (11.44)$$

Интегрировать удобнее уравнение (11.44), так тепловой поток Φ не меняется по толщине стенки, а поверхностная плотность теплового потока

$q = \frac{\Phi}{F} = const$, поскольку величина площади $F = 2\pi rl$ зависит от радиуса r

Разделим переменные в (11.44)

$$dt = -\frac{\Phi}{2\pi\lambda l} \cdot \frac{dr}{r} \quad (11.45)$$

Берем неопределенный интеграл из уравнения (11.45)

$$t = -\frac{\Phi}{2\pi\lambda l} \ln r + C \quad (11.46)$$

Интеграл уравнения (11.46) показывает, что распределение температуры по радиусу стенки подчиняется логарифмическому закону (рис. 11.8)

Постоянную интегрирования C находят из граничных условий первого рода $r = r_1, t = t_{c_1}, r = r_2, t_{c_2} = t$;

$$C = t_{c_1} + \frac{\Phi}{2\pi\lambda l} \ln r_1 = t_{c_2} + \frac{\Phi}{2\pi\lambda l} \ln r_2 \quad (11.47)$$

$$t_{c_1} - t_{c_2} = \frac{\Phi}{2\pi\lambda l} (\ln r_2 - \ln r_1) = \frac{\Phi}{2\pi\lambda l} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (11.48)$$

Тепловой поток Φ , (Вт) будет равен

$$\Phi = \frac{2\pi\lambda l(t_{c_1} - t_{c_2})}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{2\pi\lambda l}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_{c_1} - t_{c_2}) \quad (11.49)$$

Тепловой поток Φ , определенный по уравнению (11.49), может быть отнесен либо к единице длины трубы, либо к единице внутренней или внешней поверхности. Плотность потока теплоты, отнесенный к единице длины трубы называется линейной плотностью теплового потока, обозначается q_l , Вт/м и равно

$$q_l = \frac{\Phi}{l} = \frac{2\pi\lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (t_{c_1} - t_{c_2}) \quad (11.50)$$

Термическое сопротивление цилиндрической стенки

$$R_\lambda = \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln \frac{d_2}{d_1} \quad (11.51)$$

При отношении $1 < \frac{d_2}{d_1} \leq 1,5$ термическое сопротивление цилиндрической

стенки можно определить по формуле $R_\lambda = \frac{\delta}{\lambda F}$, справедливой для плоской стенки, а площадь поверхности трубы определяется по среднеарифметическому диаметру $d=0,5 (d_1 + d_2)$. При таком расчете, ошибка не превышает 1,5%

Если в уравнении (11.46) подставить значение C и Φ соответственно из уравнений (11.47) и (11.49), то получим уравнение для расчета температуры

$$t_r = t_{c_1} - \frac{t_c - t_{c_2}}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (11.52)$$

Многослойная цилиндрическая стенка. При стационарном режиме, тепловой поток Φ , Вт, или линейная плотность теплового потока q_l , Вт/м, проходящий через каждый слой многослойной цилиндрической стенки, одинаков и постоянен.

Рассуждая аналогично, как и для многослойной плоской стенки, тепловой поток Φ многослойной цилиндрической стенки, определяем просуммировав термические сопротивления отдельных слоев:

$$\Phi = \frac{t_{c_1} - t_{c_{(n+1)}}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda_i}} = \frac{t_{c_1} - t_{c_{(n+1)}}}{\sum_{i=1}^n 2\pi\lambda_i l \cdot \ln \frac{d(i+1)}{d_i}} = \frac{2\pi l (t_{c_1} - t_{c_{(n+1)}})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d(i+1)}{d_i}} \quad (11.53)$$

Где $\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d(i+1)}{d_i}$ – полное линейное, термическое сопротивление теплопроводности многослойной цилиндрической стенки, (м·°С)/Вт

Значение неизвестных температур поверхностей, соприкосновения слоев определяется из системы уравнений, например

$$\begin{cases} t_2 = t_1 - \frac{\Phi}{2\pi l} \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{r_2}{r_1} \\ t_3 = t_2 - \frac{\Phi}{2\pi l} \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{r_3}{r_2} \\ t_{i+1} = t_i - \frac{\Phi}{2\pi l} \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} \end{cases} \quad (11.54)$$

Согласно уравнению (11.52), внутри каждого слоя температура меняется по логарифмической кривой, а для многослойной стенки, в целом,

температурная линия представляет собой ломанную кривую.

Пример 11.3. Стальной змеевик ($\lambda_{ст} = 50 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$) теплообменного аппарата, изготовленный из трубы, диаметром 40/35 мм и длиной 7,0 м, требуется заменить латунным змеевиком ($\lambda_{лт} = 85,5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$), диаметром 33/32 мм. Разность температур на поверхностях стального змеевика $\Delta t_{ст} = 0,23 \text{ }^\circ\text{С}$, латунного $\Delta t_{лт} = 0,15 \text{ }^\circ\text{С}$. Какова должна быть длина латунного змеевика, чтобы общее количество передаваемой теплоты, после замены змеевика, осталась прежним?

Решение. Определяем линейный тепловой поток Φ_l по формуле

$$\Phi_l = \frac{2\pi\lambda_{ст}(t_{c1} - t_{c2})}{\ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 50 \cdot 7,0 \cdot 0,23}{\ln \frac{40}{35}} = \frac{505,54}{0,134} = 3772,7 \text{ Вт}$$

Длина латунной трубки равна

$$l_{лт} = \frac{\Phi_l \ln \frac{d_{2лт}}{d_{1лт}}}{2\pi\lambda_{лт}\Delta t_{лт}} = \frac{3772 \ln \frac{33}{31}}{2 \cdot 3,14 \cdot 85,5 \cdot 0,15} = \frac{235,769}{80,541} = 2,927 \text{ м}$$

Пример 11.4. Стальной паропровод диаметром 108/89 мм, ($\lambda_{ст} = 50 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$) имеет трехслойную изоляцию. Толщина первого слоя $\delta_2 = 25 \text{ мм}$, ($\lambda_2 = 0,06 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$), второго $\delta_3 = 35 \text{ мм}$ ($\lambda_3 = 0,07 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$) и третьего- $\delta_4 = 4 \text{ мм}$, ($\lambda_4 = 0,116 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$).

Температура внутренней поверхности трубы $180 \text{ }^\circ\text{С}$, на наружной поверхности третьего слоя $t_5 = 50 \text{ }^\circ\text{С}$. Определить линейную плотность теплового потока q_l и температуры на поверхностях стенки и изоляции.

Решение. Для многослойной стенки, линейная плотность теплового потока $q_l = const$. По формуле

$$\begin{aligned} q_l &= \frac{2\pi(t_1 - t_5)}{\frac{1}{\lambda_{ст}} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} + \frac{1}{\lambda_4} \ln \frac{d_5}{d_4}} \\ &= \frac{2 \cdot 3,14(180 - 50)}{\frac{1}{50} \ln \frac{108}{89} + \frac{1}{0,06} \ln \frac{158}{108} + \frac{1}{0,07} \ln \frac{228}{158} + \frac{1}{0,116} \ln \frac{236}{228}} \\ &= \frac{816,4}{3,86 \cdot 10^{-3} + 6,33 + 5,42 + 0,297} = 67,75 \text{ Вт}/\text{м} \end{aligned}$$

Определяем температуры на поверхностях стенки и изоляций

$$t_2 = t_1 - \frac{q_l}{2\pi\lambda_{\text{ст}}} \ln \frac{d_2}{d_1} = 180 - \frac{67,75}{2 \cdot 3,14 \cdot 50} \ln \frac{108}{89} = 179,95 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$t_3 = t_2 - \frac{q_l}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_3}{d_2} = 179,95 - \frac{67,75}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,06} \ln \frac{158}{108} = 111,54 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$t_4 = t_3 - \frac{q_l}{2\pi\lambda_2} \ln \frac{d_4}{d_3} = 111,54 - \frac{67,75}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,07} \ln \frac{228}{158} = 55,017 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$t_5 = t_4 - \frac{q_l}{2\pi\lambda_3} \ln \frac{d_5}{d_4} = 55,017 - \frac{67,75}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,116} \ln \frac{236}{228} = 51,8 \text{ } ^\circ\text{C}$$

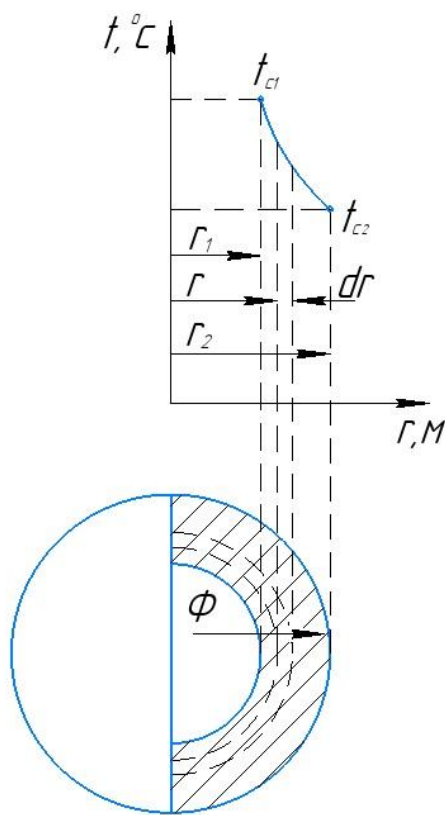


Рис. 11.9. Распределение температуры по толщине

Шаровая стенка. Рассмотрим однородный ($\lambda = \text{const}$) полый шар с внутренним радиусом r_1 и внешним радиусом r_2 . На поверхностях шара поддерживаются постоянные температуры t_{c1} и t_{c2} . Температура изменяется только в направлении радиуса r (рис. 11.9). Определим тепловой поток Φ , Вт, и температурное поле $t=f(r)$.

В соответствии с законом Фурье, тепловой поток, проходящий через шаровую стенку, радиусом r и толщиной dr , равно.

$$\Phi = qF = -\lambda F \frac{dt}{dr}$$

Разделив переменные, получим

$$dt = \frac{\Phi}{4\pi\lambda} \cdot \frac{dr}{r^2} \quad (11.56)$$

Возьмем неопределенный интеграл из уравнения (11.56), тогда

$$t = \frac{\Phi}{4\pi\lambda} \cdot \frac{1}{r} + C \quad (11.57)$$

Из граничных условий первого рода при $r = r_1, t = t_{c1}$, при $r = r_2, t = t_{c2}$.

Подставляя вместо t и r их значения в уравнении (11.57), получим

$$\begin{cases} t_{c_1} = \frac{\Phi}{4\pi\lambda} \cdot \frac{1}{r_1} + C \\ t_{c_2} = \frac{\Phi}{4\pi\lambda} \cdot \frac{1}{r_2} + C \end{cases} \quad (11.58)$$

Решая системы уравнений (11.58) получим

$$\Phi = \frac{4\pi\lambda(t_{c_1} - t_{c_2})}{\left(\frac{1}{r_1}\right) - \left(\frac{1}{r_2}\right)} = \frac{2\pi\lambda(t_{c_1} - t_{c_2})}{\left(\frac{1}{d_1}\right) - \left(\frac{1}{d_2}\right)} = \pi\lambda\Delta t \frac{d_2 d_1}{\delta} \quad (11.59)$$

Где $\delta = r_2 - r_1 = \frac{d_2 - d_1}{2}$ – толщина шаровой стенки

Подставляя в уравнение (11.57) значение Φ из (11.59), и значения C из первого уравнения системы (11.58) получаем

$$t_r = \frac{(t_{c_1} - t_{c_2})d_2 d_1}{d_2 - d_1} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_r} \right) = \frac{\Delta t \cdot d_2 d_1}{d_2 - d_1} \cdot \frac{d_2 - d_1}{d_2 d_1} \quad (11.60)$$

Из уравнения (11.60) видно, что при $\lambda = const$ температура в шаровой стенке изменяется по закону гиперболы.

Пример 11.5 Определить тепловые потери через стенку вращающегося шарообразного варочного котла, внутренний диаметр которого $d_1 = 1,2$ м, а общая толщина стенки котла $\delta = 80$ мм. Температура внутренней поверхности 150 °С, а внешней- 40 °С. Эквивалентная теплопроводность $\lambda_{\text{экв}} = 0,1$ Вт/(м · К)

Решение. Тепловой поток через стенки шарового вращающегося котла по формуле (11.59) равно

$$\Phi = \pi\lambda_{\text{экв}}(t_{c_1} - t_{c_2}) \frac{d_2 d_1}{\delta} = 3,14 \cdot 0,1 \cdot (150 - 40) \frac{1,36 \cdot 1,2}{0,08} = 704,62 \text{ Вт}$$

11.5. Теплопроводность тел с внутренним источником теплоты

Процесс теплопроводности в твердых телах, при наличии внутренних источников теплоты, наблюдается при течении электрического тока в проводниках, в тепловыделяющих элементах атомных реакторов, при протекании химических реакций и др. При рассмотрении переноса теплоты, при наличии внутренних источников теплоты, обычно определяет

распределение температуры в теле, при заданной мощности внутреннего источника и поверхностную плотность теплового потока. Источники теплоты могут быть точечными, линейными, поверхностными и объемными.

Теплопроводность бесконечной однородной плоской пластины.

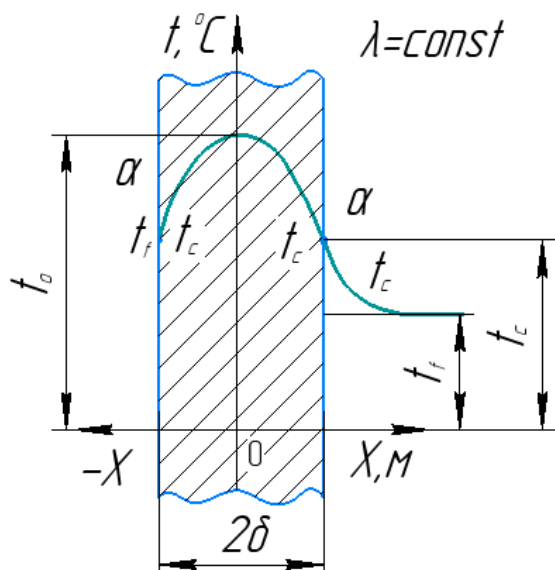


Рис. 11.10. Теплопроводность пластины при наличии внутренних источников теплоты

Рассмотрим теплопроводность неограниченной длины пластины, толщиной 2δ , которая охлаждается с обеих сторон жидкости (флюидом) с постоянной температурой t_f , коэффициент теплообмена между пластиной и жидкостью $\alpha = const$. Мощность внутреннего источника теплоты равномерно распределена по объему, и равно q_v , Вт/м³, ($q_v = const$)

Температуры на оси пластины t_0 , в поверхности стенки t_c , жидкости t_f , причем $t_c > t_f$. Необходимо определить стационарное распределение температуры по толщине пластины (рис. 11.10). При заданных условиях, температурное поле изменяется только вдоль оси X, направленной по нормали к поверхности пластины. Так как граничные условия третьего рода для обеих сторон пластины являются одинаковыми, то температурное поле будет симметричным и можно рассматривать распределение температуры только в одной половине пластины.

Дифференциальное уравнение для одномерного потока, с внутренним объемным источником теплоты будет

$$\frac{d^2t}{dx^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \tag{11.61}$$

Граничные условия третьего рода

$$\begin{cases} \left(\frac{dt}{dx}\right)_{x=0} = 0 \\ -\lambda \left(\frac{dt}{dx}\right)_{x=\delta} = a(t_c - t_f)_{x=\delta} \end{cases} \quad (11.62)$$

Проинтегрируем уравнение (11.61)

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dt}{dx}\right) = -\frac{q_v}{\lambda} \text{ и } \frac{dt}{dx} = -\left(\frac{q_v}{\lambda}\right)x + C_1 \quad (11.63)$$

После второго интегрирования получим общее решение уравнения (11.61)

$$t = -\frac{q_v}{2\lambda}x^2 + C_1x + C_2 \quad (11.64)$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 определим из граничных условий (11.62)

При $X=0$, $t=t_0$ и из уравнения (11.64) получаем $C_1 = 0$; при $x = \delta$, $t = t_c$, подставляя значения $\frac{dt}{dx} = -\left(\frac{q_v}{\lambda}\right)x$ и $t = -\frac{q_v x^2}{2\lambda} + C_2$ во второе уравнение системы (11.62), получим

$$C_2 = t_f + \frac{q_v \delta}{a} + \frac{q_v \delta^2}{2\lambda}$$

Если вместо C_1 и C_2 подставить их значения в уравнение (11.64), то получим

$$t = t_f + \frac{q_v \delta^2}{2\lambda} \left(1 - \left(\frac{x}{\delta}\right)^2\right) + \frac{q_v \delta}{a} \quad (11.65)$$

Температура имеет квадратичную зависимость от координаты X

Поверхностная плотность теплового потока для бесконечной пластины q_v равно

$$q_x = q_v \cdot x = -\lambda \frac{dt}{dx} \quad (11.66)$$

Теплопроводность цилиндрического стержня. Однородный цилиндрический стержень, радиусом r_0 , равномерно охлаждается флюидом ($t_f = const$; $a = const$), (рис. 11.11). Внутренние источники теплоты равномерно распределены по объему ($q_v = const$). Необходимо определить температурное поле, которое является симметричным и изменяется только по радиусу r ($t=f(r)$).

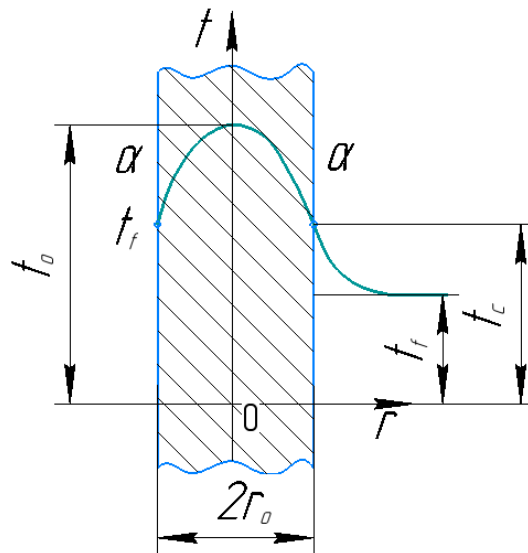


Рис. 11.11. Теплопроводность цилиндрического стержня при наличии внутренних источников теплоты

Дифференциальное уравнение для одномерного температурного поля в цилиндрических координатах

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dt}{dr} + \frac{q_v}{\lambda} = 0 \quad (11.67)$$

Граничные условия третьего рода

$$\begin{cases} \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=0} \\ -\lambda \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_0} = a(t_c - t_f)_{r=r_0} \end{cases} \quad (11.68)$$

Решение задач имеет вид для (11.67) и (11.68)

$$t = t_f + \frac{q_v}{4\lambda} (r_0^2 - r^2) + \frac{q_v r_0}{2a} \quad (11.69)$$

Как видно из анализа уравнения (11.69) распределение температуры в круглом стержне происходит по параболической кривой.

Плотность теплового потока на поверхности цилиндра рассчитывается по закону Ньютона-Рихмана

$$q_r = a(t_c - t_f) = \left(\frac{1}{2}\right) q_v r_0 = -\lambda \frac{dt}{dr} \quad (11.70)$$

Полный тепловой поток с поверхности стержня равен

$$\Phi_r = q_r F = \frac{q_v r_0}{2} \cdot 2\pi r_0 l = q_v r_0^2 \pi l \quad (11.71)$$

Где l -длина цилиндрического стержня

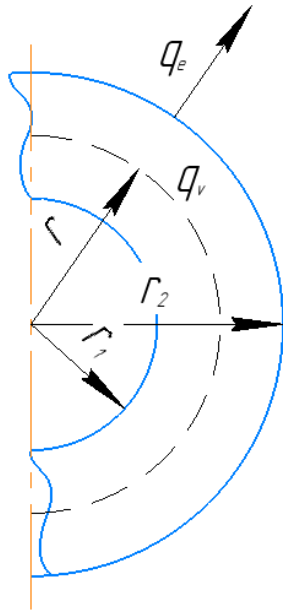


Рис. 11.12. Цилиндрическая стенка с внутренним источником теплоты

Для цилиндрической стенки с внутренним источником теплоты, линейная плотность теплового потока q_l и температура t_x зависят от способа отвода теплоты

Теплота отводится через внешнюю поверхность цилиндра

$$q_l = -2\pi r \lambda \frac{dt}{dr} = q_v \pi (r^2 - r_1^2) \quad (11.72)$$

Температура

$$t_x = t_{c_1} - \frac{q_v r_1^2}{4\lambda} \left(\left(\frac{r}{r_1} \right)^2 - 2 \ln \frac{r}{r_1} - 1 \right) \quad (11.73)$$

Разность температур

$$t_{c_1} - t_{c_2} = \frac{q_v}{4\pi\lambda} \left(1 - \frac{2r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \ln \frac{r_2}{r_1} \right) \quad (11.74)$$

Если теплота отводится через внутреннюю поверхность цилиндра

$$t_x = t_{c_2} - \frac{q_v r_2^2}{4\lambda} \left(\left(\frac{r}{r_2} \right)^2 - 2 \ln \frac{r}{r_2} - 1 \right) \quad (11.75)$$

$$t_{c_2} - t_{c_1} = \frac{q_v}{4\pi\lambda} \left(\frac{2r_2^2}{r_1^2 - r_2^2} \ln \frac{r_2}{r_1} - 1 \right) \quad (11.76)$$

При теплопроводности в цилиндрическом стержне, плотность теплового потока зависит от мощности внутренних источников теплоты и от размера внешней поверхности, через которую происходит тепловой поток

Пример 11.6 Допустимая нагрузка для алюминиевых шин прямоугольного сечения 40x4 мм, установленных на ребро, не должно превышать 100,0 А. Максимально допустимая температура шины при температуре окружающего воздуха $t_f = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, не должна превышать $t_{ш} = 70 \text{ }^\circ\text{C}$

Определить температуру поверхности шины и коэффициент теплообмена α с её поверхности, при температуре шины $70 \text{ }^\circ\text{C}$. $\lambda_{\text{шин}} = 202 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, удельное

электрическое сопротивление алюминия $\rho = 0,295 \text{ (Ом} \cdot \frac{\text{мм}^2}{\text{м}})$

Решение. Определяем электрическое сопротивление шины по формуле

$$R = \frac{\rho l}{F} = \frac{0,295 \cdot 1}{4 \cdot 40} = 1,84 \cdot 10^{-3} \text{ Ом/м}$$

Тепловой поток, выделяемый током

$$\Phi_l = q_l = I^2 R = 100^2 \cdot 1,84 \cdot 10^{-3} = 18,4 \frac{\text{Вт}}{\text{м}}$$

Температура поверхности t_c определяем из граничных условий

$$t_c = t_0 - \frac{q_l \delta^2}{2\lambda\pi} = \left(1 - \frac{?^2}{\delta^2}\right) = 70 - \frac{18,4 \cdot 0,004^2}{2 \cdot 202 \cdot 0,088} \left(1 - \frac{2^2}{4^2}\right) = 69,999 \text{ }^\circ\text{C}$$

По закону Ньютона-Рихмана

$$q_l = \alpha(t_c - t_l)$$

$$\text{Отсюда } \alpha = \frac{q_l}{\pi(t_c - t_l)} = \frac{18,4}{0,088(69,999 - 25)} = \frac{18,4}{3,96} = 4,65 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$$

Пример 11.7 Трубка из нержавеющей стали, с внутренним диаметром 10 мм и наружным диаметром 10,8 мм, обогревается электрическим током, путем непосредственного включения в цепь. Вся теплота отводится через внутреннюю поверхность трубы.

Определить объемную производительность источников теплоты q_v и перепад температур в стенке трубы, если по трубке течет ток, силой 50 А, $\rho = 0,65 \frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}$; $\lambda = 16,6 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$

Решение. Определяем сопротивление трубки по формуле

$$R = \frac{\rho}{F} = \frac{\rho}{\pi(r_2^2 - r_1^2)} = \frac{0,65}{3,14(10,8^2 - 10^2)} = \frac{0,65}{52,25} = 0,0124 \text{ Вт/м}$$

Линейный тепловой поток $q_l = I^2 R = 50^2 \cdot 0,0124 = 31 \text{ Вт/м}$

Объемная производительность источников теплоты

$$q_v = \frac{q_l}{\pi(r_2^2 - r_1^2)} = \frac{31}{3,14(10,8^2 - 10^2)} = 0,59 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^3$$

Разность температур, при отводе теплоты через внутреннюю поверхность цилиндра, определяем по формуле (11.75)

$$t_{c_1} - t_{c_2} = \frac{q_l}{4\pi\lambda} \left(\frac{2r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} \ln \frac{r_2}{r_1} - 1 \right)$$

$$= \frac{31}{4 \cdot 3,14 \cdot 16,6} \left(\frac{2 \cdot 10,8^2}{10,8^2 - 10^2} \ln \frac{10,8}{10} - 1 \right) = 0,16 \text{ } ^\circ\text{C}$$

11.6. Теплопроводность при нестационарном режиме

Процесс передачи теплоты, в котором температурное поле и поле теплового потока изменяются во времени, называется нестационарным.

Нестационарные тепловые процессы в производстве и природе встречаются практически чаще, чем стационарные. Нагрев или охлаждение приборов и машин при пуске, остановке или изменения режима; конструктивных элементов зданий и сооружений при изменении наружной температуры; термическая обработка продуктов и изделий – все это примеры нестационарных тепловых процессов.

Рассмотрим нестационарный процесс теплопроводности на примере охлаждения неограниченной пластины толщиной 2δ . Пластина, имеющая в начальный момент времени $\tau = 0$, во всех точках одинаковую начальную температуру $t_{\text{нач}}$, помещается в среду, температура которой $t_f < t_{\text{нач}}$. Температура среды во время охлаждения поддерживается постоянной. Охлаждение пластины происходит через обе ее поверхности с одинаковой скоростью, путем теплоотдачи, подчиняясь закону Ньютона-Рихмана $q = \alpha(t_c - t_f)$. Коэффициент теплообмена α и теплофизические характеристики материала пластины λ , c , ρ и a известны и не меняются в течении всего процесса охлаждения.

Требуется найти температурное поле пластины в произвольный момент времени $\tau = 0$. Напишем дифференциальное уравнение теплопроводности для одномерного поля без внутренних источников теплоты.

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right) \quad (11.77)$$

Где x может изменяться в пределах $0 \leq x \leq \delta$, так как охлаждение пластины происходит симметрично, целесообразно поместить начало координат в середину пластины и рассматривать процесс охлаждения только в одной её половине (рис.11.13).

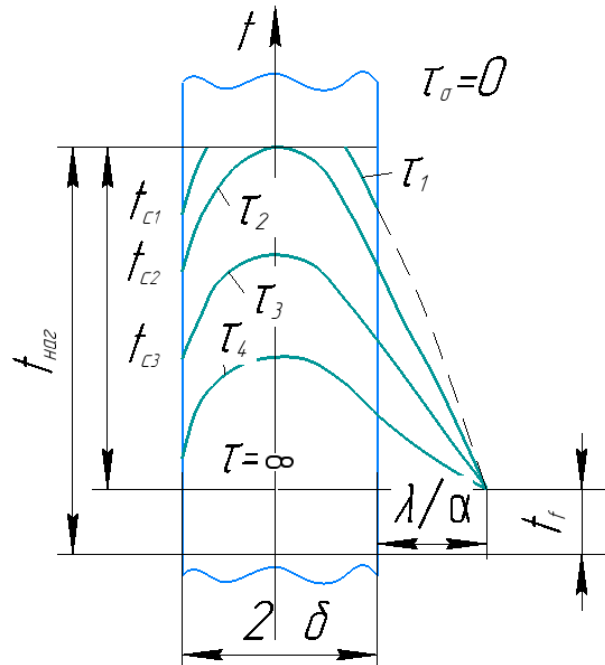


Рис. 11.13. Схема охлаждения пластины

Начальное условие

$$\tau = 0, t = t_{\text{нач}} \text{ и } 0 \leq x \leq \delta$$

Граничные условия: а) при $x=0$ и $\tau = 0$, $\left(\frac{\delta t}{\delta x}\right) = 0$; так при симметричном охлаждении, в середине пластины, в любой момент времени, температура будет максимальной; б) при $x = \delta$ и $\tau > 0$, $-\lambda \left(\frac{\delta t}{\delta x}\right)_c = a(t_c - t_f)$, т.е количество теплоты, отводимой от поверхности поверхности пластины за счет теплоотдачи равно теплоте, подводимой к поверхности из внутренней области тела путем теплопроводности. Следовательно, температура каждой точки тела является функцией независимых переменных x и τ и параметров процесса $a, \lambda, a, \delta, t_{\text{нач}}, t_f$)

$$t = f(\tau, x, \alpha, \lambda, a, \delta, t_{\text{нач}}, t_f) \quad (11.78)$$

Большое число переменных затрудняет аналитическое решение уравнения

(11.78). Задача легче решается, если следуя методу подобия, размерные переменные объединим в безразмерные комплексы и приведем условия задачи к безразмерной форме

Каждый физический процесс может быть описан уравнениями математической физики. Анализ этих уравнений позволяет установить, какие факторы влияют на искомую величину, т.е. отыскать общий вид уравнений, например, уравнение (11.77)

Впервые понятие о подобии дается в геометрии. В случае подобия треугольников (рис.11.14) каждая

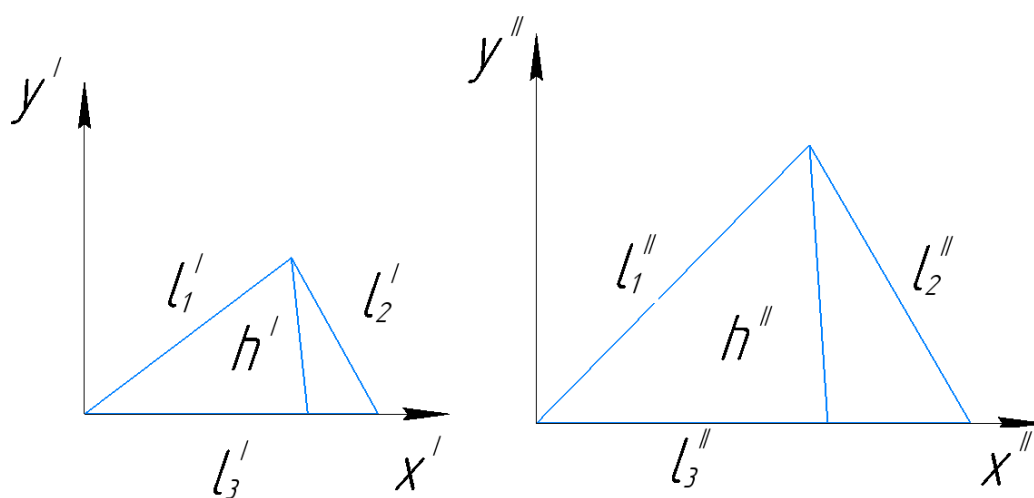


Рис. 11.14 Геометрически подобные треугольники

Сторона и высота одного треугольника больше сходственной стороны и высота другого треугольника в определенное число раз. Это число называется масштабом. Геометрическое подобие означает, что в подобных фигурах (треугольниках) отношение длин сходственных отрезков есть постоянное число (рис. 11.14). Например, сходственные стороны и высоты подобных треугольников связаны соотношениями

$$\frac{l_1'}{l_1''} = \frac{l_2'}{l_2''} = \frac{l_3'}{l_3''} = \frac{h_1'}{h_1''} = C_1 = const \quad (11.79)$$

Где C_1 - постоянная (константа) геометрического подобия.

По аналогии, со сходственными сторонами можно ввести понятие о

сходственных точках внутри подобных фигур или тел. Координаты этих точек также безразмерны и пропорциональны друг другу:

$$\frac{x'}{x''} = \frac{y'}{y''} = \frac{z'}{z''} = C_e \quad (11.80)$$

Может быть подобие и физических процессов, но их подобие возможно в геометрически подобных системах.

Например, явление теплопроводности через однородную плоскую стенку при стационарном тепловом режиме. Подобных стенок может быть множество; стенки зданий и сооружений, стенки печей, паровых котлов и т.д. Материал их различен, различна толщина стенок δ , различен температурный перепад в стенке $\Delta t = t_{c_1} - t_{c_2}$, но теплопроводность всех стенок подчиняется одному и тому же закону Фурье:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t \quad (11.81)$$

Следовательно, природа явлений одна и та же, то есть качественно они одинаковы.

Распределение температур во всех плоских стенках будет следовать закону прямой линии и для любой точки.

$$t_x = t_{c_2} + (t_{c_1} - t_{c_2}) \frac{\delta - x}{\delta} \quad (11.82)$$

Введем масштаб для переменной температуры, избыточную температуру стенки $\vartheta_c = t_{c_1} - t_{c_2}$, для измерения температуры в долях от избыточной температуры стенки.

$$\theta_x = \frac{\vartheta_x}{\vartheta_c} = \frac{t_x - t_{c_2}}{t_{c_1} - t_{c_2}} = 1 - \frac{x}{\delta} \quad (11.83)$$

Величина θ_x представляет собой безразмерную температуру для любой точки плоской стенки. Если $x=0$, то $\theta_x=1$, а при $x=\delta$, $\theta_x = 0$. Безразмерное температурное поле $\theta_x = \varphi\left(\frac{x}{\delta}\right)$ одинаково для всех однородных плоских стенок и изображается одной и той же прямой (рис. 11.15)

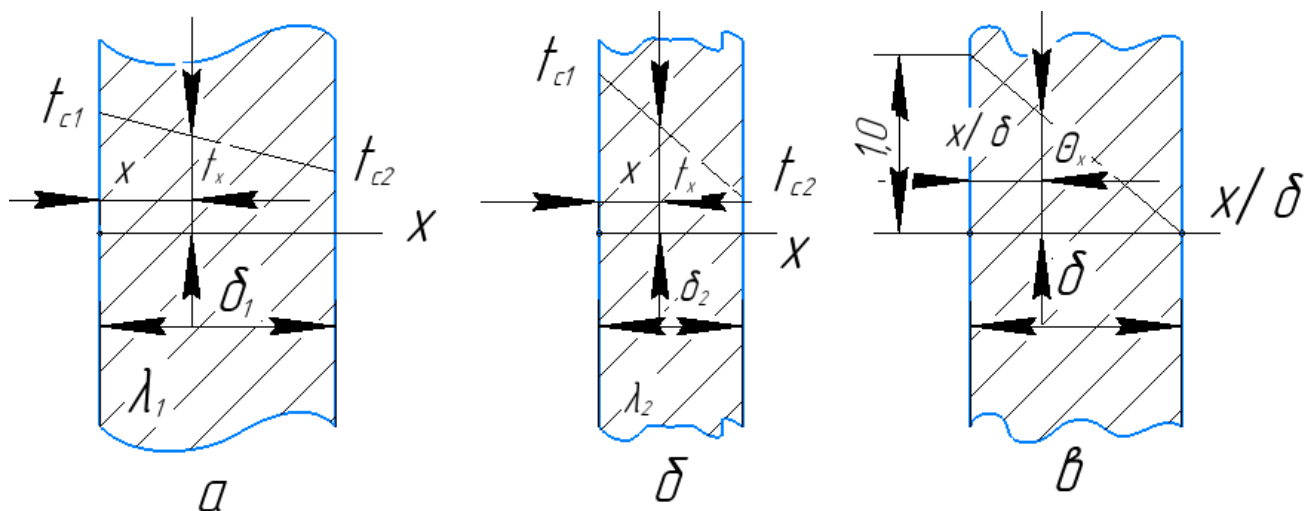


Рис. 11.15. Подобие температурных полей в двух подобных плоских стенках: а) первая стенка; б) вторая стенка; в) приведенное температурное поле $\theta_x = \varphi\left(\frac{x}{\delta}\right)$

Отсюда следует, что процессе теплопроводности для всех однородных плоских стенок при стационарном тепловом режиме будут подобны друг другу.

Рассмотренные процессы образуют группу, состоящую из бесчисленного множества подобных единичных явлений. Группы объединяются в классы. Чтобы выделить группу подобных явлений или процессов, необходимо к дифференциальным уравнениям присоединить условия однозначности, которое конкретизирует геометрическую форму и размеры тела, физические свойства среды или тела, начальное состояние тел, граничные условия и особенности протекания процесса во времени.

Критерии подобия и общий вид уравнения подобия можно получить методом масштабных преобразований или путем анализа размерности, зная лишь параметры, влияющие на определенную величину. Например, теплообмен между пластиной и окружающей средой, согласно граничным условиям третьего рода равно из уравнения (11.26)

$$\alpha = - \frac{\lambda}{\Delta t} \frac{\partial t}{\partial n} \quad (11.84)$$

Проанализируем размерности каждой величины: $\alpha - \text{Вт}/(\text{м}^2\text{К})$, $\frac{\partial t}{\partial n} = \frac{t}{n} = \frac{\text{К}}{\text{м}}$,
 $\lambda/\Delta t = \text{Вт}/\text{мК}^2$

Поскольку размерность градиента $\partial t/\partial n$ та же, что и отношение t/n , но отбрасываем знаки дифференцирования и заменяем n на характерный размер l , найдем $[\alpha] = \left[\frac{\lambda}{t} * \frac{t}{l} \right]$, откуда $\frac{\alpha l}{\lambda} = 1$

Где единица является индикатором комплекса $\alpha l/\lambda$, а комплекс является безразмерной величиной. Действительно из анализа размерности $\alpha = \text{Вт}/\text{м}^2 \text{ К}$, $l = \text{м}$, $\lambda = \text{Вт}/\text{мК}$, что комплекс является безразмерной величиной. Безразмерный комплекс $Bi = \alpha l/\lambda$ называется критерием Био и представляет собой соотношение между внутренним l/λ и внешним $1/\alpha$ тепловыми сопротивлениями.

Для одномерного случая без внутренних источников теплоты дифференциальное уравнения теплопроводности по формуле (11.20) $\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right)$. Индикатором данного уравнения служит $[t/\tau] = \left[d \left(\frac{t}{l^2} \right) \right]$ и равно $[\alpha \tau / l^2] = 1$, т.е. получаем безразмерный комплекс, называемый критерием Фурье:

$$F_0 = \alpha \tau / l^2 \quad (11.85)$$

Если рассматривать величину l^2/d как некоторый масштаб времени, то критерий Фурье является безразмерным временем.

Теперь переходим непосредственно к приведению уравнения (11.20) и граничных условий к безразмерному виду. Для этого произведем замену переменных: вместе температуры введем безразмерную избыточную температуру $\theta = \frac{t - t_f}{t_{\text{нач}} - t_f}$. Вместо координаты X введем безразмерную координату $X = x/l$.

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{d}{l^2} * \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (11.86)$$

После преобразования уравнения (11.86) примем безразмерный

$$\frac{\partial \theta}{\partial \left(\frac{\alpha \tau}{l^2} \right)} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (11.87)$$

Окончательную дифференциальное уравнение теплопроводности в безразмерной получается в виде

$$\frac{\partial \theta}{\partial F_0} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} \quad (11.88)$$

$$\text{Начальное условие при } F_0 = 0 \quad \theta_{\text{нач}} = 1 \quad (11.89)$$

Граничные условия:

$$\text{При } X=0 \quad \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_0 = 0 \quad (11.90)$$

$$\text{при } X = 1 \quad \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_c = \frac{al}{\lambda} * \partial \theta_c = Bi \theta_c, \quad (11.91)$$

где $\theta_c = \vartheta_c / \vartheta_{\text{нач}}$ – безразмерная температура стенки.

Величину θ можно представить в виде безразмерного уравнения

$$\theta = \frac{t - t_\varphi}{t_{\text{нач}} - t_\varphi} = \varphi \left(F_0, Bi, \frac{x}{l} \right) = \varphi(F_0, Bi, X) \quad (11.92)$$

Отсюда видно, что вместо восьми переменных в уравнении (11.78) мы получим кратное уравнение с тремя переменными.

Уравнения, записанные в безразмерной форме, имеют обобщенный смысл, так как определенному численному значению критериев F_0 и Bi соответствуют множество задач с различными значениями λ , α , d и l . Во всех этих задачах безразмерная координата меняется в пределах от 0 до 1 независимо от величины l , а безразмерная температура θ от 1 до 0 независимо от значений $t_{\text{нач}}$ и t_f .

Для решения задач нестационарной теплопроводности, применяется метод разделения переменных, метод интегральных преобразований, метод мгновенных точечных источников, метод взвешенных невязок (ортогональный метод Бубнова-Галеркина), вариационный метод Л. В. Канторовича.

На инженерной практике определения температуры в характерных точках тела, средней температуры тела и количество теплоты осуществляют с помощью графиков.

В характерных точках тела безразмерная координата имеет определенное фиксированное значение. Так, для центральных точек пластины, цилиндра и шара $X=0$, для точек поверхности $X=1$. Это значит, что для указания точек

безразмерная температура θ определяется однозначно критериями F_0 и Bi : $\theta_0 = f_0(F_0; Bi)$ при $X = 0$ и $\theta_c = f_c(F_0; Bi)$ при $X = 1$

Здесь $\theta_0 = (t_0 - t_f)/(t_{нач} - t_f)$ и $\theta_c = (t_c - t_f)/(t_{нач} - t_f)$.

Для упрощения расчетов, приведенные зависимости представляют графически. На рис. 11.16, 11.17, 11.21 представлены графики для определения безразмерной температуры на поверхности и в центре пластины цилиндра и шара. По оси абсцисс отложено значение критерия F_0 , а по оси ординат величина $1 - \theta_0$ и $1 - \theta_c$ (рис. 11.16 и 11.17) и θ (рис. 11.18 ... 11.21) соответственно для центра и поверхности. Зависимость от критерия Bi представлена параметрической: каждой кривой на рисунке соответствует определенное значение критерия Bi .

Порядок расчета температуры в заданной характерной точке в определенный момент времени:

- определяют критерий F_0 по известным τ, a и характерному размеру тела l (для пластины $l = \delta$; для цилиндра и шара $l = R$);
- вычисляют критерий Bi по известным a, λ и l ;
- на оси абсцисс графиков откладывают соответствующее значение критерия F_0 , проводят вертикаль до кривой, соответствующей найденному значению Bi , и проектируя полученную точку на ось ординат, получают соответствующее значение $1 - \theta_0, 1 - \theta_c$ а затем θ_0 и θ_c (для цилиндра и шара – θ_0 и θ_c);
- по найденной безразмерной температуре θ_0 и θ_c определяют искомую температуру t_0 и t_c из выражений $\bar{\theta}_0 = \frac{t_0 - t_f}{t_{нач} - t_f}$ или $\theta = \frac{t_c - t_f}{t_{нач} - t_f}$.

С помощью приведенных графиков можно решить и обратную задачу: найти промежуток времени, необходимый для охлаждения (или нагрева) данной характерной точки тела до заданной температуры.

Часто при охлаждении или нагреве тела приходится определять среднюю температуру тела к заданному моменту времени. В этом случае средняя по

объему температура \bar{t} при заданном Bi зависит только от времени (в безразмерной форме от критерия F_0);

$$\bar{\theta} = f(Bi; F_0)$$

где $\bar{\theta}$ – безразмерная средняя температура тела;

$$\bar{\theta} = (\bar{t} - t_f) / (t_{нач} - t_f)$$

На рис. 11.22 представлены графики для определения безразмерной средней температуры пластины, цилиндра и шара. По оси ординат отложена $1 - \bar{\theta}$, по оси абсцисс значение критерия Bi . Зависимость от критерия F_0 представлена параметрической: каждой кривой на рисунке соответствует определенное значение критерия F_0 . Методика определения $\bar{\theta}$ такая же как и температуры в характерных точках тела. С помощью этих графиков можно определить также количество теплоты, отданное телом к моменту времени τ в процессе охлаждения (или полученное в процессе нагрева).

$$Q_\tau = c\rho V(t_{нач} - \bar{t}), \quad (11.93)$$

Где Q_τ - количество теплоты, отведенное (подведенное) телом, кДж

c - теплоемкость тела, кДж/(кг·К)

ρ - плотность тела, кг/м³

$t_{нач} - \bar{t}$ - начальная и средняя температура тела, К

Процесс охлаждения заканчивается, когда температура станет равна температуре окружающей среды (теоретически, это достигается при $\tau \rightarrow \infty$). Полное количество теплоты, отданное телом среде (флюида) в процессе охлаждения Q_∞ , равно

$$Q_\infty = c\rho V(t_{нач} - t_f) \quad (11.94)$$

Где t_f – температуры среды, К

Поделив выражение (11.93) на (11.94), получим

$$Q_\tau / Q_\infty = (t_{нач} - \bar{t}) / (t_{нач} - t_f) = 1 - \bar{\theta}$$

Отношение Q_τ / Q_∞ можно найти при известных значениях критериев F_0 и Bi , по графикам (рис. 11.22, а, б, в) в зависимости от формы тела.

Определив Q_∞ из уравнения (11.94) по найденному отношению находим искомую величину Q_τ .

Пример 11.4. Заготовка из теста пшеничной муки первого сорта для выпечки подового хлеба, диаметром 30 см и высотой 17 см, вставлена в печь, в которой поддерживается температура 250°C . Начальная температура теста 28°C . Физические свойства теста: плотность $\rho_m = 623 \text{ кг/м}^3$, теплопроводность $\lambda_m = 0,414 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, отдельная массовая теплоемкость $c_m = 2,983 \text{ кДж}$, температуропроводность $a = \frac{\lambda_m}{\rho_m \cdot c_m} = \frac{0,414}{623 \cdot 2983} = 2,22 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$

Требуется определить температуру поверхности центра хлеба и ее среднюю температуру за 40 минут после вставки теста в печь, а также количество теплоты, полученное хлебом в процессе нагрева.

Решение. По эмпирической формуле $a = 0,105 \left(\frac{T_f}{100} \right)^3 + 12$ находим среднее за время нагрева коэффициент теплообмена при

$$T_f = 273 + 250 = 523 \text{ К}$$

$$a = 0,105 \cdot \left(\frac{523}{100} \right)^3 + 12 = 27,02 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$$

Критерий Bi для цилиндра высотой 0,17 м и радиусом 0,150 м

$$Bi = \frac{aR}{\lambda} = 27,02 \cdot \frac{0,150}{0,414} = 9,78$$

Определяем критерий Фурье

$$F_0 = \frac{a\tau}{R^2} = \frac{2,22 \cdot 10^{-7} \cdot 40 \cdot 60}{0,15^2} = 0,0237$$

По известным величинам критерий F_0 и Bi по графику 11.17 и 11.18 определяем безразмерные температуры $1 - \theta_c$ и $1 - \theta_0$

$$1 - \theta_c = 0,7 \text{ откуда } \theta_c = 0,3$$

$$1 - \theta_0 = 0,05 \text{ и } \theta_0 = 0,95.$$

$$\theta_c = \frac{t_f - t_c}{t_f - t_{\text{нач}}}; t_c = t_f - \theta_c(t_f - t_{\text{нач}}) = 250 - 0,3(250 - 28) = 183,4 \text{ } ^\circ\text{C}$$

$$\theta_0 = \frac{t_f - t_0}{t_f - t_{\text{нач}}}; t_0 = t_f - \theta_0(t_f - t_{\text{нач}}) = 250 - 0,95(250 - 28) = 39,1 \text{ } ^\circ\text{C}$$

По известным величинам F_0 и Vi определяем по графику (11.22 б)

$$1 - \bar{\theta} = \frac{Q_\tau}{Q_\infty} = 0,7, \text{ откуда } \bar{\theta} = 0,3$$

Из уравнения (11.94) находим Q_s

$$Q_s = c_m \rho_m V_m (t_f - t_{\text{нач}}) = 2,983 \cdot 623 \cdot \frac{3,14 \cdot 0,3^2}{4} (250 - 28) = 29148 \text{ кДж}$$

Из соотношения $\frac{Q_\tau}{Q_s} = 0,7$ находим $Q_\tau = 0,7 \cdot Q_s = 20403 \text{ кДж}$

Из уравнения 11.93 находим \bar{t}

$$\bar{t} = \left(\frac{Q_\tau}{c_m \rho_m V_m} \right) + t_{\text{нач}} = \frac{20403}{131,296} + 28 = 183,4 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Вопросы для самоконтроля

1. Какие существуют виды теплообмена?
2. Поясните понятия «тепловой поток» и «плотность теплового потока». Назовите единицы их измерения.
3. Как происходит перенос теплоты при теплопроводности
4. Поясните понятия «температурное поле», «изотермическая поверхность»
5. Какое температурное поле называется стационарным? Нестационарным? Одно-, двух- и трехмерным?
6. Дайте определение «градиента температуры». В какую сторону направлен градиент температуры?
7. В виде каких уравнений записывается градиент температуры в декартовых, цилиндрических и сферических координатах?

8. Напишите математическое выражение закона Фурье.
9. Объясните физический смысл и единицы измерения теплопроводности. От каких параметров вещества зависит теплопроводность λ .
10. Напишите дифференциальное уравнение теплопроводности в декартовых, цилиндрических и сферических координатах.
11. Объясните физический смысл и единицу измерения температуропроводности.
12. Как понять «условия однозначности» для процессов теплопроводности?
13. Каким образом могут быть заданы условия однозначности и граничные условия?

ГЛАВА 12 КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

12.1 Основной закон конвективного теплообмена

Основным законом конвективного теплообмена является закон **Ньютона-Рихмана**, согласно которому тепловой поток в процессе теплоотдачи пропорционален площади поверхности теплообмена F и разности температур поверхности t_c и жидкости t_f

$$\Phi = \alpha F(t_c - t_f) \quad (12.1)$$

Где $\Delta t = t_c - t_f$ – температурный напор, $^{\circ}\text{C}$;

α – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплообмена (теплоотдачи), $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

В процессе теплоотдачи, независимо от направления теплового потока Φ , значение его принято считать положительным, поэтому t берут по абсолютной величине, т.е. из большого значения вычитают меньшее.

Коэффициент теплообмена характеризует интенсивность процесса теплообмена и численно равен количеству теплоты, отдаваемому (или воспринимаемому) единицей поверхности твердого тела в единицу времени при разности температур в один градус между поверхностью и окружающей средой.

В общем случае коэффициент теплообмена α переменен по поверхности теплообмена, в этом случае вводят понятие локального (местного) коэффициента α_n , который является функцией координат на поверхности теплообмена.

$$\alpha_n = \frac{d\Phi}{dF(t_c - t_f)} = \frac{q}{t_c - t_f} \quad (12.2)$$

где q - поверхностная плотность теплового потока, $\text{Вт}/\text{м}^2$.

Для упрощения расчетов часто используют средний по поверхности коэффициент теплообмена $\bar{\alpha}$

$$\bar{a} = \left(\frac{1}{F}\right) \int_F a dF \quad (12.3)$$

$$\Phi = \bar{a}F(t_c - t_f) \quad (12.4)$$

Рассчитать коэффициент теплоотдачи (теплообмена) по формуле 12.2 можно только в экспериментальных условиях, когда все остальные величины можно измерить. На коэффициент теплообмена решающее влияние оказывают условия течения жидкости вблизи поверхности теплообмена, физические свойства жидкости, формы и размеры поверхности

$$a = f(w, v, \lambda, c, \rho, t_f, t_c, l_1, l_2) \quad (12.5)$$

В теории конвективного теплообмена под жидкостью подразумевается не только капельные жидкости, но и газы

Как известно, конвективный теплообмен осуществляется при движении жидкости. Движение жидкости может быть естественным (свободным) и вынужденным. Вынужденное движение создается внешними источниками (насосами, вентиляторами, ветром), свободное (естественная конвекция) движение возникает за счет разности плотностей холодных и нагретых частей жидкости в разных местах её объема.

Процесс конвективного теплообмена зависит от режима движения (течения) жидкости. Движение жидкости может быть *ламинарным* и *турбулентным*.

При ламинарном движении, частицы жидкости движутся упорядочено, образуя слоистое движение (от латинского lamia- пластинка, полоска), повторяя очертание канала или стенки.

В силу внутреннего трения (вязкости) скорость жидкости различна по сечению.

Но при установившемся движении она постоянна и струи потока располагаются упорядоченно, скользя одна по отношению к другой. При ламинарном движении, в цилиндрической трубе, эпюра скоростей представляет параболу (рис. 12.1, а), для которой отношение максимальной скорости w_{max} к

средней w_{cp} равно 2. Максимальная скорость движения жидкости расположена на оси трубы (рис. 11.16 а и б).

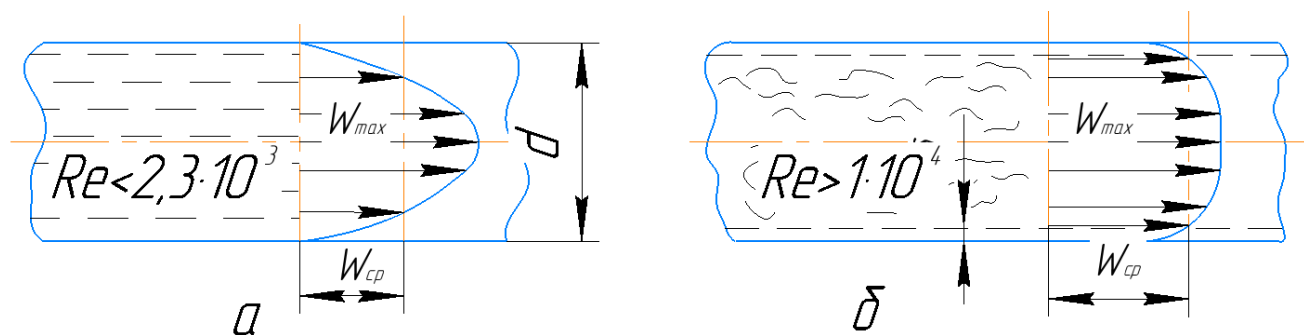


Рис. 12.1. Распределение скоростей по сечению трубы при течении жидкости: а- ламинарное движение; б- турбулентное движение

В практических расчетах используется средняя скорость движения жидкости

$$w_{cp} = \frac{1}{F} \int_F w_{max} dF = \frac{V}{F},$$

где V – объемный расход жидкости, m^3/c ;

$$F = \frac{\pi d^2}{4} - \text{площадь сечения трубы, } m^2.$$

При турбулентном (от латинского turbulentus – беспорядочный) движении происходит постоянным перемешиванием жидкости, частицы жидкости беспорядочно перемещаются по величине и по направлению; происходит пульсация параметров, характеризующих поток.

Профиль скоростей при турбулентном движении (рис. 12.16, б) имеет вид усеченной параболы. Максимальная скорость w_{max} , как и при ламинарном течении, расположена на оси трубы. Отношение $\frac{w_{max}}{w_{cp}}$ для всего сечения равно 1.2 ... 1.3.

При некоторой «критической» скорости ламинарное движение переходит в турбулентное, и наоборот.

Основываясь на результатах опытов, Осборн Рейнольдс (1883) установил, что режим течения жидкости определяется безразмерным параметром $\frac{\rho w l}{\mu} = \frac{w l}{\nu} = Re$, названным критерием Рейнольдса. Переход ламинарного режима течения в турбулентное происходит при критическом значении числа $Re_{кр}$. Например, при

движении жидкости в трубах $R_{l_{кр}} = 2320$.

Особенности и характеристики режимов течения в значительной мере являются общими, как и при движении жидкости по трубам и каналом, так и при обтекании неподвижных тел потоком жидкости. Для процессов теплоотдачи, режим движения жидкости имеет главное значение, так как он определяет механизм переноса теплоты. При ламинарном режиме, перенос теплоты в направлении нормали к стенке осуществляется теплопроводностью. При турбулентном режиме перенос теплоты теплопроводностью сохраняется лишь в вязком подслое, а внутри турбулентного ядра перенос теплоты осуществляется интенсивным перемешиванием частиц тела.

12.2. Физические свойства жидкостей

При конвективном теплообмене, в качестве теплоносителя используется движущаяся жидкость. Интенсивность теплообмена зависит от физических свойств теплоносителей.

В теории конвективного теплообмена используется понятие сплошности жидкости, в соответствии с которым жидкость рассматривается как материальная среда, масса которой сплошным образом распределена по объему, обладающая физическими свойствами реальной жидкости. Эта гипотеза введена Даламбером в 1744 году и затем Эйлером в 1753 году.

Рассмотрим некоторые физические свойства теплоносителей и твердых тел.

Плотностью однородной среды называют массу жидкости в единице объема $\rho = \frac{m}{v}$, кг/м³. Плотность является функцией координат и времени $\rho = f(x, y, z, \tau)$. Для несжимаемой жидкости $\rho = const$.

Сжимаемостью называют способность жидкости изменять свой объем (плотность) под действием внешнего давления. Сжимаемость оценивается изотермическим коэффициентом сжимаемости $\beta_\rho, \text{м}^2/\text{Н}$, характеризующим

относительное изменение объема жидкости при изменении давления ρ на 1 Па:

$$\beta_\rho = -\frac{1}{\vartheta} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial \rho} \right)_T \quad (12.6)$$

где ϑ – первоначальный удельный объем, м³/кг

Для большинства жидкостей $\beta_\rho = 10^{-9} \dots 10^{-10}$ м²/Н. Для капельных жидкостей β_ρ с возрастанием давления уменьшается и с повышением температуры возрастает.

Если в уравнении (12.6) вместо удельного объема подставили плотность $\vartheta = 1/\rho$ и обозначаем $1/\beta_\rho = E$, получим

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dp}{E} \quad (12.7)$$

где E - модуль упругости жидкости, Н/м². Уравнение сжимаемости (12.7) является математическим выражением закона Гука для жидкостей. Капельные жидкости обладают малой сжимаемостью. Для газов $\beta_\rho = 1/\rho$, а $E=\rho$.

Температурный коэффициент объемного расширения β_m характеризует интенсивность теплового расширения при его изобарическом нагревании

$$\beta_T = \frac{1}{\vartheta} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial T} \right)_{p=const} \quad (12.8)$$

С повышением температуры жидкости и газы расширяются, а плотностью при этом уменьшается.

Для газов, которые приближенно можно считать идеальными, коэффициент объемного расширения можно получить из уравнения Клапейрона для 1 кг идеального газа $p\vartheta = RT$.

$$\beta_T = 1/T \quad (12.9)$$

Для капельных жидкостей температурный коэффициент объемного расширения значительно меньше чем для газов. Например, для воды при нормальных условиях $\beta_T = 1,5 * 10^{-4}$ с⁻¹.

В задачах конвективного теплообмена большое значение имеет вязкость, вызывающая при движении жидкости силы внутреннего трения, оказывающее сопротивление сдвигающими усилиями. Согласно закону Ньютона, между

любыми соседними слоями жидкости сила трения $\tau_\mu = \frac{F}{S} = \bar{\tau} \mu \frac{dw}{dn}$, где τ_μ - вязкостное (касательное) напряжение, Н/м², F - сила вязкости, Н; S - площадь соприкосновения слоев жидкости, м²; $d\omega/dn$ - градиент скорости, с⁻¹, μ - коэффициент динамической вязкости вещества, Н · с/м² (Па · с)

В расчетах чаще пользуются коэффициентом кинематической вязкости $\nu = \frac{\mu}{\rho} = \mu g / \gamma$, где g - ускорение свободного падения м/с², γ - удельный вес, Н/м³. Коэффициент кинематической вязкости в системе СИ измеряется м²/с, а в системе CGC - См²/с(стокс).

Сила, действующая в плоскости, касательной к поверхности жидкости, на единицу длины контура, ограничивающего эту поверхность, характеризуется коэффициентом поверхностного натяжения G , Н/м. G зависит от природы жидкости и температуры, уменьшаясь до нуля при увеличении температуры до критической.

Способность жидкости образовать капли, связано свойством поверхностного натяжения, поэтому иногда обычные жидкости называют капельными.

12.3. Понятие о гидродинамическом и тепловом пограничных слоях

В процессе изучения теплообмена при турбулентном режиме движения теплоносителя большое значение имеет метод, основанный на теории пограничного слоя, основы которой заложен Л. Прандт в 1904 году применительно к гидродинамике.

Рассмотрим теплоотдачу от потока теплоносителя к продольно омываемой им пластине.

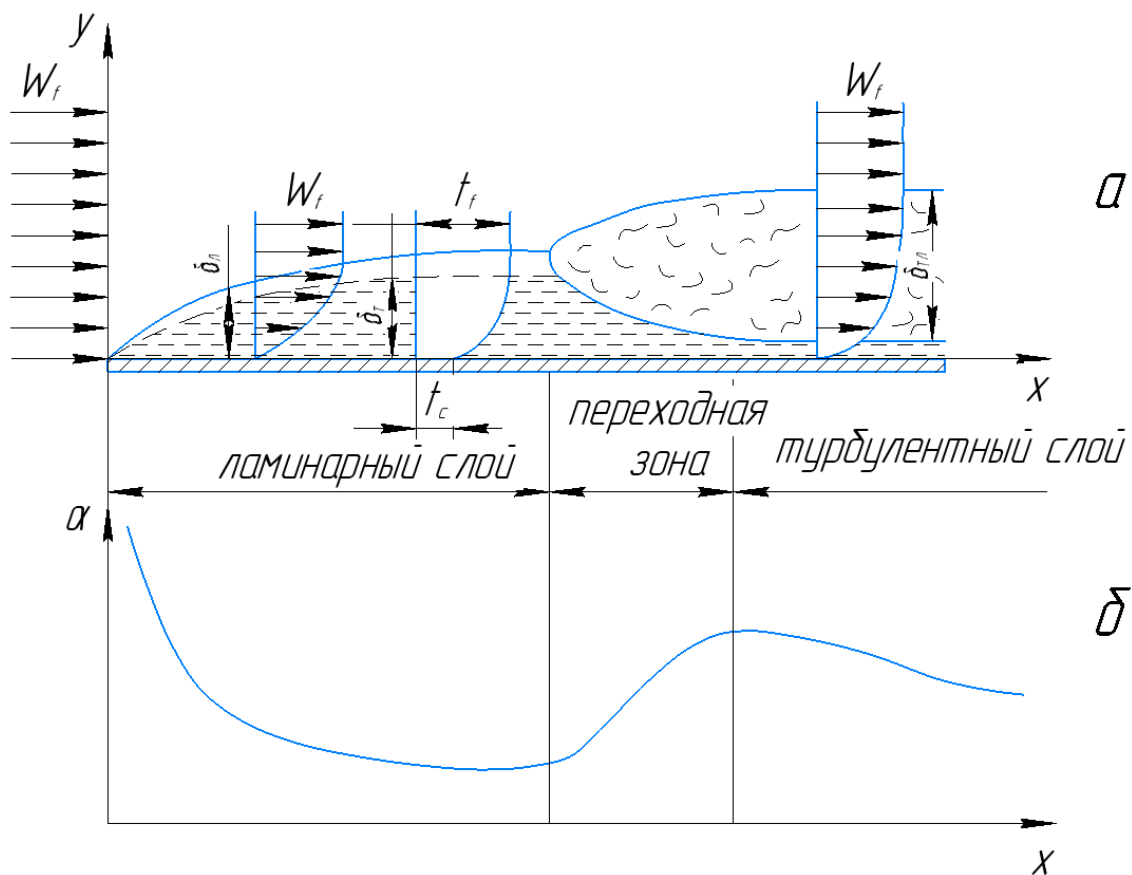


Рис. 12.2. Схема образования пограничных слоев (а) и распределение местного коэффициента теплообмена (б) при продольном обтекании тонкой пластины

Скорость и температура набегающего потока постоянны и равны ω_φ и t_φ (рис. 12.2.а)

При подачи потока жидкости на поверхность пластины частицы жидкости, непосредственно соприкасающиеся с поверхностью, адсорбируются («прилипают») к ней. Соприкасаясь с неподвижным слоем жидкости у поверхности, силами вязкости из-за внутреннего трения, тормозятся и более удаленные слои, поэтому скорость их течения меньше, чем у набегающего потока. *Зона потока, в которой за счет внутреннего трения скорость изменяется от нуля у поверхности пластины до ω_φ на внешней границе, называется гидродинамическим пограничным слоем.* Толщина пограничного слоя зависит от вязкости жидкости: чем меньше вязкость, тем тоньше слой. За пределами пограничного слоя течет невозмущенный поток. Четкой границы между ними нет, так как скорость движения, по мере удаления от поверхности

пластины, асимптотически возрастает от нуля до ω_φ . На практике, за толщину пограничного слоя принимают расстояние по нормам от поверхности, на котором скорость становится равной $0,99 \omega_\varphi$.

На начальном участке пластины пограничный слой очень тонкий (при $X=0$ толщина слоя равна нулю) и течение в нем ламинарное. При удалении от лобовой части толщина пограничного слоя растет и при некотором удалении $X = X_{кр}$ в пограничном слое возникают вихри и течение становится турбулентным. Однако в непосредственной близости от поверхности пластины вихри затухают, и здесь сохраняется тонкий ламинарный подслой.

Толщина пограничного слоя зависит от формы и размеров теплоотдающей поверхности, так как при изменении формы и размеров ее изменяется и характер обтекания.

По аналогии с гидродинамическим пограничным слоем, было введено понятие *теплого пограничного слоя*, в пределах которого температура изменяется от температуры стенки t_c до температуры невозмущенного потока t_φ . По аналогии с гидродинамическим пограничным слоем, толщина теплового пограничного слоя δ_T (рис. 12.2) принимается равным расстоянию от поверхности, на которой избыточная температура флюида $\vartheta = t - t_c$ составляет $0,99 (t_\varphi - t_c)$.

Толщина теплового пограничного слоя отличается от гидродинамического слоя и определяется соотношением $\delta_m / \delta_\eta \equiv 1 / \sqrt{p_r}$, но для газов и горячей воды эти толщины практически совпадают, т.к. критерий p_r близок к единице.

При ламинарном течении теплота от охлаждающейся в пограничном слое жидкости переносится поперек потока теплоносителя к поверхности пластины только за счет теплопроводности и в данном случае можно применить закон Фурье:

$$d\Phi = -\lambda dF \frac{\partial t}{\partial n}$$

где λ – теплопроводность, Вт/(м.к.); n - нормаль к поверхности нагрева;

$\partial t / \partial n$ - градиент температуры движущейся среды у поверхности нагрева, К/м.

С другой стороны, теплообмена соприкосновением между средой и пластиной по закону Ньютона - Рихмана:

$$d\Phi = a_n (t_f - t_c) dF$$

Для установившегося (стационарного) режима $d\Phi = \text{const}$, т.е.

$$\begin{aligned} \alpha_n (t_\varphi - t_c) ds &= -\lambda ds \frac{\partial t}{\partial n}; \\ d_n &= -\frac{\lambda}{\Delta t} \frac{\partial t}{\partial n} = \frac{\lambda}{\delta m} \end{aligned} \quad (12.10)$$

Как видно из формулы (12.9), можно оценить приблизительно толщину теплового пограничного слоя, зная коэффициент теплообмена a_n .

Пример 12.1 По воздуховоду диаметром 100 мм движения воздуха со скоростью 12 м/с. Теплопроводность воздуха $\lambda_b = 0,02$ Вт/(м * К) при температуре 60°С. Определить толщину теплового пограничного слоя, если коэффициент теплообмена $\alpha = 52$ Вт/(м²К).

Решение. Толщина теплового пограничного слоя по формуле (12.9) составит

$$\delta_m = \frac{\lambda_b}{\alpha} = \frac{0,029}{52} = 557 * 10^{-6} \text{ м} = 0,56 \text{ мм}$$

В переходном и турбулентном режимах основное термическое сопротивление сосредоточено в тонком ламинарном подслое, поэтому формулой (12.9) можно пользоваться и в этих решениях для приближенной оценке α , если вместо δ_m подставлять $\delta_{n,n}$

С увеличением толщины теплового пограничного слоя по мере движения вдоль поверхности пластины интенсивность теплообмена уменьшается.

В переходной зоне общая толщина пограничного слоя продолжает возрастать, однако значение α при этом увеличивается (рис. 12.2.б), потому что толщина ламинарного подслоя убывает, а в турбулентном слое теплота переносится и конвекцией, вместе с перемешивающейся массой. В результате, суммарное термическое сопротивление уменьшается.

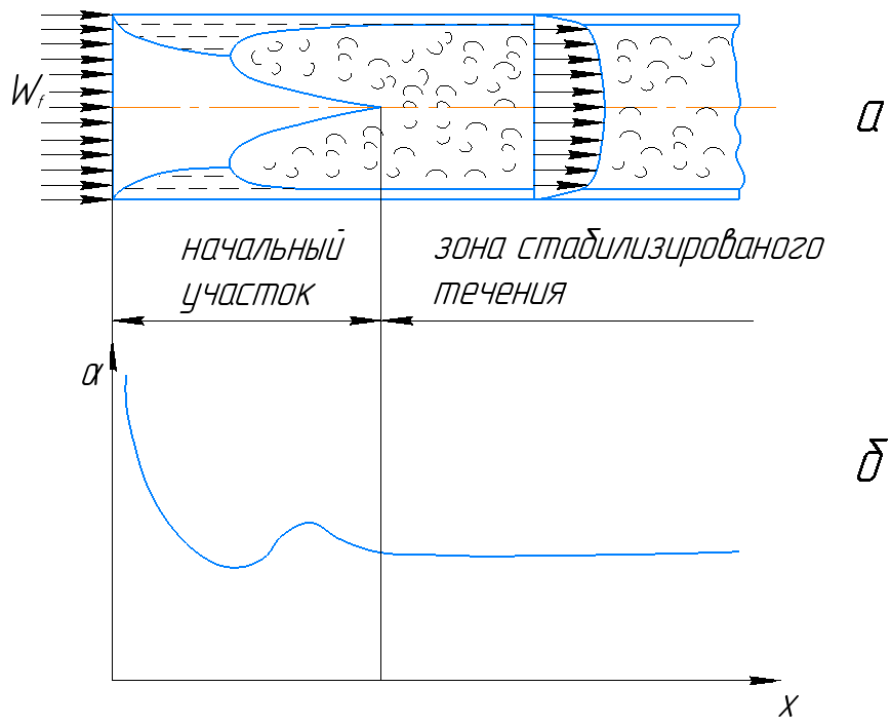


Рис. 12.3. Образование пограничного слоя (а) и распределение локального коэффициента теплообмена α (б) при турбулентном течении теплоносителя в трубе

После стабилизации толщины ламинарного подслоя, в зоне развитого турбулентного режима, коэффициент теплообмена вновь начинает убывать из-за возрастания общей толщины пограничного слоя, а затем стабилизируется и имеет постоянное значение. При течении жидкости в трубе толщина пограничного слоя вначале растет симметрично по всему периметру, как на пластине (рис. 12.3,а) до тех пор, пока слои с противоположных стенок не сольются на оси трубы. Далее движение стабилизируется и гидродинамический (аналогично и тепловой) пограничный слой заполняет все сечения трубы. Длина участка гидродинамической стабилизации для ламинарного режима равна $X=0,03d \cdot Re$, а для турбулентного режима $X=40d$, где d - внутренний диаметр трубы, м. На участке стабилизации толщина пограничного слоя постепенно возрастает от $\alpha=0$ (при входе в трубу) до предельного значения $\delta = \frac{64,2d}{Re^{7/8}}$.

Так как на участке стабилизации характер движения меняется, то меняется и теплоотдача. Как видно из (рис.12.3 б), непосредственно у входа в трубу

коэффициент теплообмена α имеет максимальное значение, на начальном участке α убывает, стремясь к некоторому пределу, которое остается неизменным, т.е. наступает тепловая стабилизация. Длина участка тепловой стабилизации зависит от теплопроводности жидкости λ_m , внутреннего диаметра d и положения трубы, наличия естественной конвекции и гидродинамической стабилизации. При горизонтальном положении трубы для $\bar{\alpha}$ среднего по длине участка тепловой стабилизации, длина начального участка тепловой стабилизации $l_{ст}=50d$.

12.4. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена.

Дифференциальное уравнение теплообмена

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\Delta t} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0} = -\frac{\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}}{t_c - t_f} \quad (12.11)$$

Однако определить значение градиента температур $(\partial t / \partial n)_{n=0}$ трудно, так как для этого нужно рассчитывать температурное поле в текущей среде. Сделать это можно имея дифференциальное уравнение, описывающее температурное поле текущей жидкости с последующей конкретизацией применением условий однозначности (уравнение энергии).

Дифференциальное уравнение энергии выводится из баланса теплоты, втекающих в элементарно малый объем dv с ребрами dx , dy , dz , параллельным координатным осям.

При выводе дифференциального уравнения теплопроводности воспользуемся законом сохранения энергии.

Теплота в элементарный объем dv может попадать через грани элементарного параллелепипеда за счет теплопроводности и за счет конвекции. Так за элементарное время $d\tau$ через грань перпендикулярного оси X (рис. 12.4) теплопроводности передается количество теплоты

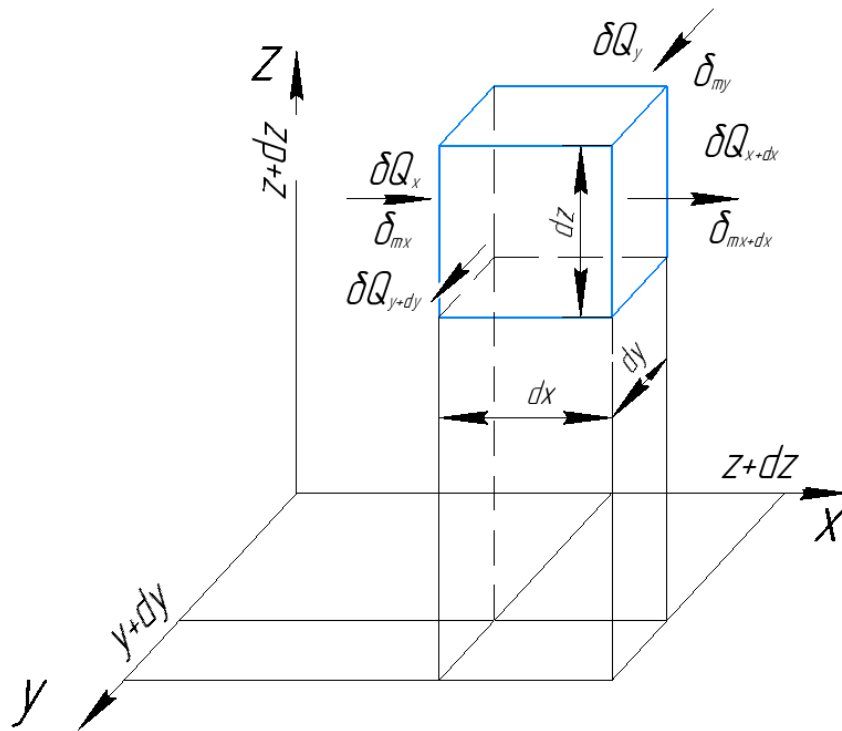


Рис. 12.4. К расчету потока энергии и потока теплоты через элементарный объем dV

$$\delta Q_{xx} = \left(-\frac{\lambda dt}{dx}\right) dydzd\tau \quad (12.12)$$

а конвекцией

$$\delta Q_{k\lambda} = (\rho\omega_x h) dydzd\tau \quad (12.13)$$

где $h=c_p t$ – энтальпия жидкости, кДж/кг, ρ – плотность жидкости, кг/м³, ω_x – скорость течения жидкости, $\frac{M}{c}\rho\omega_x$ – массовая скорость жидкости, кг/(м²с)

Суммарное количество теплоты равно:

$$\delta Q_x = \delta Q_{xx} + \delta Q_{kx} = \left(\rho\omega_x h - \frac{\lambda dt}{dx}\right) dydzd\tau \quad (12.14)$$

Разность входящего и выходящего через противоположную грань δQ_{x+dx} теплоты составит

$$\delta Q_x - \delta Q_{x+dx} = \frac{\partial}{\partial x} (\delta Q_x) dx = \frac{\lambda \partial^2 t}{\partial x^2} - \rho \left(\omega_x \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial \omega_x}{\partial x} \right) dx dy dz d\tau \quad (12.14)$$

Составляя аналогичные выражения для всех граней параллелепипеда и

суммировав их с учетом уравнения неразрывности потока $\frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + \frac{\partial \omega_z}{\partial z} = 0$ для несжимаемой жидкости, получим полное количество теплоты, аккумулированное жидкостью в элементарном объеме dv за элементарный промежуток времени $d\tau$:

$$\delta Q = \left(\lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) - \rho \left(\omega_x \frac{dh}{dx} + \omega_y \frac{dh}{dy} + \omega_z \frac{dh}{dz} \right) \right) dv d\tau \quad (12.15)$$

Согласно первому закону термодинамики для потока вся теплота δQ , подводимая к потоку, при отсутствии технической работы и изменения кинетической энергии расходуется на изменение энтальпии. За время $d\tau$ энтальпия изменится на

$$dH = (\partial H / \partial \tau) d\tau = \rho (\partial h / \partial \tau) dv d\tau \quad (12.16)$$

где $\partial H / \partial \tau$ – скорость изменения энтальпии, кДж/(кгс).

Приравнявая правые части уравнения (12.15) и (12.16) с учетом, что $h = c_p t$, получим дифференциальное уравнение энергии:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \left(\omega_x \frac{\partial t}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial t}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial t}{\partial z} \right) = \frac{\lambda}{c_p \rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \quad (12.17)$$

Где $\lambda / c_p \rho$ – температуропроводность жидкости, $\frac{m^2}{c}$.

Уравнения энергии и теплообмена содержат пять неизвестных: $\alpha, t, \omega_x, \omega_y, \omega_z$. Чтобы соединить систему уравнений (12.10) и (12.17) нужны уравнения описывающие изменение скорости во времени в пространстве, т.е. уравнения движения:

$$\begin{cases} \frac{\rho d\omega_x}{d\tau} = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\rho d\omega_y}{d\tau} = \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 \omega_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial z^2} \right) \\ \frac{\rho d\omega_z}{d\tau} = \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 \omega_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial z^2} \right) \end{cases} \quad (12.18)$$

Здесь $\frac{d\omega_x}{d\tau} = \frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z} = D$

Аналогично записываются полные производные составляющих скорости по осям y и z : $dy/d\tau$ и $dz/d\tau$.

Уравнения движения описывают движение вязкой несжимаемой жидкости без учета зависимости физических параметров жидкости от температуры.

Дифференциальное уравнение движения сокращенно можно в общем виде написать

$$\rho \frac{Dw}{d\tau} = \rho g - \nabla p + \mu \nabla^2 w \quad (12.19)$$

где $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа.

Уравнение (12.19) представляет собой запись второго закона Ньютона, в котором сила инерции жидкости в единице равно сумме сил тяжести, давления и вязкости, действующих на этот объем.

Приведенные уравнения конвективного теплообмена чрезвычайно сложны, аналитическое решение их при современном состоянии математического анализа в общем случае невозможно.

Другим методом является эксперимент, который дает возможность находить соотношение для применения в инженерных расчетах путем обобщения и распространения данных опыта на другие родственные явления при помощи теории подобия.

Теория подобия является учением о методах обобщения данных опыта. Методы теории подобия позволяют на основе анализа дифференциальных уравнений и условий однозначности находить обобщенные переменные – безразмерные комплексы, которые имеют вполне определенный физический смысл, и носят имена ученых, внесших большой вклад в исследование процессов теплообмена и гидродинамики.

12.5. Критерии гидромеханического и теплового подобия

Все числа (критерии) подобия безразмерны, но каждое из них имеет определенный физический смысл.

$Ne = \frac{Ft}{mw}$ – число Ньютона, одинаково (неизменно) в динамически подобных потоках,

$Fz = \frac{\omega^2}{gl}$ число Фруда, характеризует отношение силы инерции к тяжести,

$Eu = \frac{\Delta p}{\rho \omega^2} = \frac{1a^2}{k\omega^2}$ - число Эйлера, характеризует соотношение сил давления и инерции а также безразмерную величину давления,

$Re = \frac{\omega l}{\nu}$ - число Рейнольдса, характеризует соотношение сил инерции и вязкости и определяет гидродинамический режим давления,

$Sh = \frac{\omega t}{l}$ - число Струхала, характеризует отношение локальной инерционной силы к конвективной,

$M = \frac{\omega}{a}$ - число Маха, характеризует отношение скорости потока к скорости распространения звука в нем.

В общем случае движении жидкости, потоки будут подобны гидромеханическому подобию при одновременном равенстве основных чисел и критериев подобия, т.е. $Fz = idem$; $Eu = idem$; $Re = idem$; $Sh = idem$.

Тепловое подобие характеризуется числами (критериями) теплового подобия.

Критерий Пекле $Pe = \frac{\omega l}{a}$ – характеризует отношение конвективных и кондуктивных потоков теплоты, ρ

Число Нуссельта $Nu = \alpha l / \lambda_\varphi$ - характеризует интенсивность теплообмена на границе жидкость-стенка,

Критерий Фурье $F_0 = \frac{\alpha \tau}{l^2}$ – характеризует нестационарный режим теплообмена,

Критерий Био $Bi = \frac{\alpha l}{\lambda_w}$ – является мерой соотношения между внутренним и внешним термическими сопротивлениями,

Критерий Прандтля $Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu}{a}$ – характеризует физические свойства жидкости и способность распространения теплоты в жидкости,

Критерий Грасгофа $Gz = \frac{gl^3 \beta \Delta t}{\nu^2}$ – характеризует подъемную силу, возникающую в жидкости вследствие разности плотностей, а также кинематическое подобие при свободном движении жидкости,

Критерий Кирпичева $Ki = \frac{ql}{\lambda(t_0 - t_\varphi)}$ – характеризует соотношение теплоты, поступающего в тело извне к теплоте, передаваемой теплопроводностью.

Следует отметить, что критерий Нуссельта и Эйлера является определяемым критерием, так как они могут быть найдены в результате решения уравнения теплоотдачи. Критерий Био, в отличие от критерия Нуссельта, является определяющим критерием, он выведен из условий однозначности. В критерий Bi входит теплопроводность твердой стенки $\lambda_{ст}$, а в критерий Нуссельта Nu – теплопроводность жидкости. Величины, входящие в критерии: α – температуропроводность среды (флюида), $\frac{m^2}{c}$, β – температурный коэффициент объемного расширения, K^{-1} , ν – кинематическая вязкость жидкости, m^2/c , ρ – плотность жидкости, kg/m^3 , λ_φ и λ_w – теплопроводности флюида и стенки, $W/(m \cdot K)$, m – масса, kg , t – температура $^\circ C$; ω – скорость течения потока жидкости, m/c . F – сила, N Δp – перепад давления, N/m^2 ; g – ускорение свободного падения, m/c^2 , $K = c_p/c_v$ – показатель адиабаты Пуассона; $a = \sqrt{k \frac{p}{\rho}}$ – адиабатическая скорость распространения звука в данной среде, m/c . τ – время, s . Δt – разность температур, $^\circ C$; l – определяющий размер, характеризующий развитие конвекции, m .

За этот размер принимают: для труб – диаметр d , для каналов – эквивалентный диаметр, $d_{эКВ} = 4S/\Pi$, где S – площадь живого сечения потока,

м²; П – полный (смоченный) периметр, независимо от того, какая часть этого периметра учитывается, м для плоскостей (плит) – высота или минимальный размер в плане.

Физические параметры флюида (среды) выбираются по определяющей температуре, $t_{\text{опр}} = 0,5(t_f + t_w)$.

12.6. Основы подобия конвективного теплообмена

Подобие процессов конвективного теплообмена базируется на геометрическом, кинематическом, динамическом и тепловом подобиях.

Геометрическое подобие означает, что в подобных фигурах отношение длин сходственных отрезков является постоянным $\frac{l'_1}{l''_1} = \frac{l'_2}{l''_2} = C_e = \text{const}$ (рис. 12.5)

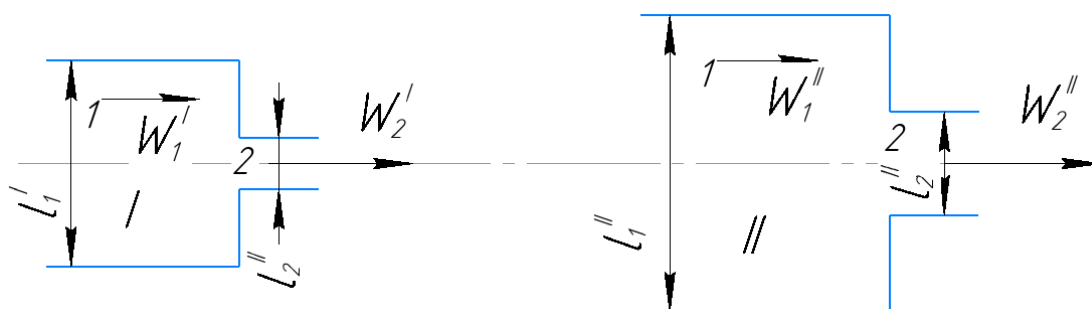


Рис. 12.5. Геометрическое и кинематическое подобие двух каналов

Линейные размеры l'_1, l'_2 и l''_1, l''_2 называют сходственными. Точки, координаты которых удовлетворяют соотношению $\frac{l'_1}{l''_1} = \frac{l'_2}{l''_2}$ называют сходственными. Безразмерные (обобщенные) координаты сходственных точек геометрически подобных фигур одинаковы. Действительно, если за единицу измерения (масштабы) длин всех линейных величин в объем – тах I и II примем l'_1 и l''_1 то безразмерные координаты будут:

$$\frac{l'_2}{l'_1} = \bar{l} \text{ и } l'_2 = \bar{l} \cdot l'_1, \frac{l''_2}{l''_1} = \bar{l}'' \text{ и } l''_2 = \bar{l}'' \cdot l''_1$$

где \bar{l}' и l'' безразмерные координаты

Разделим $l'_2 = \bar{l}' * l'_1$ на $l''_2 = \bar{l}'' * l''_1$, получим

$$\frac{l'_2}{l''_2} = \frac{l'_1 l^{-1}}{l''_1 l^{-n}} \quad (12.20)$$

Как видно из сравнения выражения (12.20) с соотношением $\frac{l'_1}{l''_1} = \frac{l'_2}{l''_2}$, то отношение безразмерных координат $\bar{l}'/l^{-n}=1$ или $\bar{l}' = l'' = l'' = idem$.

Следовательно, обобщенные (безразмерные) координаты сходственных точек геометрически подобных фигур одинаковы: $\bar{x}' = \bar{x}'' = \bar{x} = idem, \bar{y}' = \bar{y}'' = \bar{y} = idem, \bar{z}' = \bar{z}'' = \bar{z} = idem$.

Кинематическое подобие означает, что в геометрически подобных объектах для любой пары сходственных точек движущейся жидкости проекции скоростей параллельны и пропорциональны (см. рис 12.5) т.е.

$$\frac{\omega'_1}{\omega''_1} = \omega'_{1i} \quad \omega''_{1l} = \frac{\omega'_{2l}}{\omega_{2i}} = C_\omega = const \quad (12.21)$$

где $i=x,y,2$

Из кинематического подобия следует геометрическое подобие из линии токов.

В кинематических подобных потоках безразмерные скорости \bar{w}_i в сходственных точках одинаковы:

$$\bar{w}_{x_1} = \bar{w}_{x_2} = \bar{w}_x = idem \quad (12.22)$$

Если движение неустановившееся, то условия (12.21) и (12.22) должны выполняться в сходственные моменты времени

$$\frac{\Delta\tau'}{\Delta\tau''} = C_\tau \quad (12.23)$$

где $\Delta\tau'$ и $\Delta\tau''$ - интервалы времени отсчитываемые от начала движения или условного отсчета времени.

Динамическое подобие означает, что в геометрически подобных системах в сходственных точках силы, действующих в жидкости, параллельны и пропорциональны:

$$\frac{F'_1}{F''_1} = \frac{F'_{1i}}{F''_{1i}} = \frac{F'_{2i}}{F''_{2i}} = C_F = const \quad (12.24)$$

где $i=x,y,z$

Можно доказать, что безразмерные значения сил в динамически подобных потоках, в сходственных точках, одинаковы:

$$F_i' = F_i'' = \bar{F}_i = idem \quad (12.25)$$

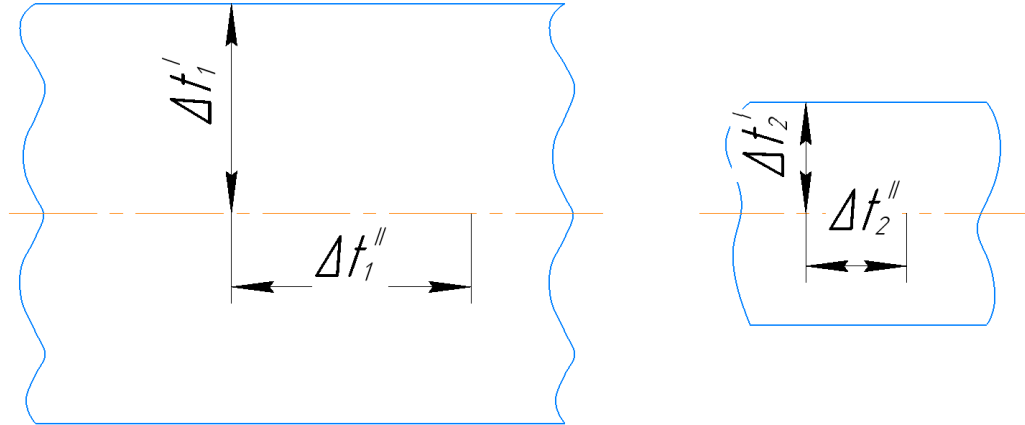


Рис. 12.6 Тепловое подобие

Тепловое подобие означает, что в сходственных парах точек (рис.12.6) разности температур пропорциональны, т.е. неизменным условием теплового подобия является кинематическое подобие.

$$\frac{\Delta t_1'}{\Delta t_1''} = \frac{\Delta t_2'}{\Delta t_2''} = C_t = const \quad (12.26)$$

Для полного подобия явлений необходимо, чтобы физические параметры в сходственных точках были пропорциональны?

$$\frac{\rho_1'}{\rho_1''} = \frac{\rho_2'}{\rho_2''} = C_\rho = const; \quad \frac{v_1'}{v_1''} = \frac{v_2'}{v_2''} = C_v = const \quad (12.27)$$

Константы подобия не могут выбираться произвольно, а связаны определенными соотношениями, которые устанавливаются различными методами. Например, методом масштабных преобразований, путем анализа размерностей и др.

Для осуществления подобия необходимо, чтобы рассматриваемые процессы были качественно одинаковыми. Качественно различные явления, описываемые одинаковыми по форме уравнения, называются аналогиями. Например, можно считать аналогичными тепловое и электрическое

сопротивление тел, теплопроводность и электропроводность.

12.7. Моделирование процессов конвективного теплообмена

Моделированием называют замену исследования натурального образца, исследованием на подобной модели. Правила моделирования выполняют из теории подобия и моделировать можно качественно одинаковые процессы. Согласно теореме Кирпичева, подобны те явления, условия однозначности которых подобны, а определяющие критерии равны. Эта теорема является обратной теореме Ньютона: у подобных явлений, для любой пары соответственных точек, критерии и числа подобия одинаковы.

При моделировании задаются постоянный геометрического подобия C_e и , уменьшая все размеры объекта в C_e раз , делают модель (модель и образец должны быть геометрически подобны).

Теплоноситель в модели выбирают с такими же значениями безразмерного числа P_r'' , что и у теплоносителя в объекте P_r' (предпочтительнее выбрать одинаковый теплоноситель). Выбор теплоносителя определяет значения постоянных подобия теплофизических свойств

Одноименные безразмерные определяющие критерии подобия, составленные из условий однозначности, должны быть соответственно равны

$$P_r' = P_r'';$$

$$R_e' = R_e''.$$

Проводя эксперимент на модели, определяют значение коэффициента теплообмена α'' . Исходя из условий, что в сходственных точках $N_u' = N_u''$, находят значения констант подобия коэффициента теплообмена. По соотношению $\alpha' = C_\alpha \cdot \alpha''$ находят значение коэффициента теплообмена на моделируемом объекте.

Результаты экспериментальных исследований обобщают в виде уравнений в безразмерной форме. Эти уравнения связывают определяемое безразмерное

число Nu (в него входит искомый коэффициент теплообмена α) с безразмерными координатами и определяющими критериями подобия и называются уравнения подобия.

При расчете теплового потока по всей поверхности F пользуются средним по поверхности коэффициентом теплообмена $\bar{\alpha}$, величина которой, будучи усреднённой по всей поверхности, не зависит от координат. Следовательно, и значение критерия \bar{Nu} = зависит всего лишь от трех определенных чисел:

$$\bar{Nu} = \varphi_1 (Re; Pr; Gr) \quad (12.28)$$

При вынужденном движении жидкости можно пренебречь влиянием естественной конвекции:

$$\bar{Nu} = \varphi_2 (Re; Gr) \quad (12.29)$$

При свободном движении число Нуссельта будет зависеть только от двух определяющих чисел:

$$\bar{Nu} = \varphi_3 (Pr; Gr) \quad (12.30)$$

Поскольку скорость естественного движения теплоносителя, вдоль поверхности, из условий однозначности неизвестна и число Рейнольдса перейдет в разряд определяемых величин.

Пример 12.1 Рассчитать гидродинамическую модель парового котла; определить расход воды V_B и перепад давления ΔP_B . Через топку проходит 6000 м³/ч газа со средней температурой $t_2 = 1100^\circ\text{C}$. Потеря давления газами $\Delta P_2 = 30 \text{ Н/м}^2$, температура воды $t_B = 20^\circ\text{C}$, масштаб модели $M=1/25$.

Решение. Согласно теореме Кирпичёва, критерии Рейнольдса и Эйлера для топки и модели топки должны быть соответственно равны:

$$Re_T = Re_{\text{мод}}; Eu_T = Eu_{\text{мод}};$$

$$\frac{\omega_2 \cdot D}{V_2} = \frac{\omega_B \cdot d}{V_B} \quad \text{или} \quad \frac{(\omega_B \cdot f) dF \cdot V_2}{(\omega_2 \cdot S) Df \cdot V_B} = 1;$$

Где ω_2 и ω_B - скорости движения газов и воды, м/с;

F и f - проходное сечение топки и модели, м²;

D и d - приведенные диаметры топки и модели, м;

V_2 и V_B - кинематические вязкости топочных газов и воды, м²/с;

Учитывая, $\omega_B \cdot f = V_B$ и $\omega_2 \cdot F = V_2$; $d/D=M$; $f/F = M^2$ находим

$$\frac{V_B}{V_2} \cdot \frac{1}{M} \cdot \frac{V_2}{V_B} = 1; \text{ расход воды } V_B = M \cdot \frac{V_B}{V_2} \cdot V_2;$$

По справочным таблицам А.3 и А.5 [М.П.] г. Уфа 2006г.

Находим $V_2 = 197,1 * 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $V_B = 1,006 * 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$;

$$\text{Тогда } V_B = \frac{1}{25} \cdot \frac{197,1 * 10^{-6}}{1,006 * 10^{-6}} \cdot 6000 = 1,225 \text{ м}^3/\text{ч} = 0,34 \text{ л/с}$$

Из равенства критериев Эйлера можно записать

$$\frac{\Delta P_2}{\omega_2^2 \cdot \rho_2} = \frac{\Delta P_B}{\omega_B^2 \cdot \rho_B},$$

где ρ_2 и ρ_B – плотности газов и воды при $t_2 = 1100^\circ\text{C}$ и $t_B = 20^\circ\text{C}$, кг/м^3 ;

ΔP_2 и ΔP_B - разность давления дымовых газов и воды, Н/м^2 ;

$$\text{Тогда } (\Delta P_B/\Delta P_2)(\omega_2/\omega_B)^2 \cdot \left(\frac{F}{f}\right) \cdot (\rho_2/\rho_B) \cdot \left(\frac{f}{F}\right)^2 = 1$$

$$(\Delta P_B/\Delta P_2)(V_2/V_B)^2 \cdot (\rho_2/\rho_B) \cdot M^4 = 1$$

Откуда перепад давления по воде

$$\Delta P_B = \frac{1}{M^4} \cdot \frac{\rho_B}{\rho_2} \cdot \left(\frac{V_2}{V_B}\right)^2 \cdot \Delta P_2 = 25^4 \cdot \frac{1000}{0.257} \cdot \left(\frac{1.225}{6000}\right)^2 \cdot 30 = 1900.7 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} = 1.9 \text{ кПа.}$$

Пример 12.2. По гладким трубам модели и образца течет вода при температуре 20°C . масштаб модели $M=d_M/d_0=1/10$. Определить скорость движения воды в объекте, если скорость течения воды в модели $\omega_M=30\text{м/с}$.

Решение. Достаточным условием подобия в данном случае является равенство числе подобия в сходственных точках.

$$R_{e_M} = R_{e_0}; \frac{\omega_0 \cdot d_0}{V_{B,0}} = \frac{\omega_M \cdot d_M}{V_{B,M}}.$$

Так температуры воды в трубах модели и образца равны, то кинематические вязкости будут равны $V_{B,0} = V_{B,M} = 1,006 * 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ и $\frac{\omega_0}{\omega_M} =$

$\frac{d_M}{d_0} = M$, т.е отношение скоростей объекта и модели в сходственных точках обратно пропорционально их внутренним диаметрам.

$$\omega_0 = \omega_M \cdot M = 30 \cdot \frac{1}{10} = 3 \text{ м/с};$$

Вопросы для самоконтроля

1. Напишите уравнение закона Ньютона –Рихмана. Чему численно равно коэффициент α ?
2. Какое движение называется ламинарным?
3. Какое движение называется турбулентным? Напишите распределение скоростей по сечению трубы при ламинарном и турбулентном режимах сечения.
4. Поясните понятие и назовите единицы измерения следующих физических свойств жидкостей: «плотность», «теплопроводность», «вязкость», «сжимаемость».
5. Нарисуйте схемы гидромеханического и теплового пограничных слоев на примере обтекания жидкостью пластины и дайте их определения
6. Поясните понятие «геометрическое подобие», «кинематическое подобие», «динамическое подобие», «тепловое подобие».
7. Напишите формулы и поясните физический смысл следующих критериев и чисел динамического подобия: Фруда, Эйлера, Рейнольдса, Струхаля, Маха.
8. Напишите формулы и поясните физический смысл следующих чисел и критериев теплового подобия: Фурье, Пекле, Прандтля, Грасгофа, Нуссельта, Био.
9. Чем отличается определяющий критерии от определяемого?
10. Какие явления называются подобными?
11. Сформулируйте теоремы подобия Кирпичева и Ньютона?
12. Какое движение жидкостей в трубе называется гидродинамически стабилизированным?
13. Какой процесс называется моделированием? Какие условия необходимо соблюдать при моделировании?

ГЛАВА 13 ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ.

13.1. Продольное обтекание поверхностей.

Интенсивность теплообмена, при продольном обтекании поверхности, зависит от режима движения жидкости в пограничном слое. При турбулентном пограничном слое, перенос теплоты в направлении оси обусловлен вихревым перемешиванием жидкости, а в ламинарном пограничном слое и подслое, теплота передается только теплопроводностью.

При расчете теплообмена, теплоотдачей основной задачей является определение коэффициента теплообмена $\alpha = \frac{Nu \lambda_l}{l}$

Тепловой поток рассчитывают по закону Ньютона – Рихмана по известной величине α .

Коэффициент теплообмена α зависит от режима движения жидкости, расстояния от передней кромки пластины и теплофизических свойств флюида (среды). Формулы для расчета имеют следующий вид:

· Ламинарное движение в пограничном слое ($Re \leq 4 \cdot 10^4$)

$$Nu_f = 0,33x^{-0.5} \cdot Re_{ef}^{0.5} \cdot Pr_f^{0.33} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25} \quad (13.1)$$

Среднее значение числа Нуссельта

$$\overline{Nu} = 0.66 \cdot Re_{ef}^{0.5} \cdot Pr_f^{0.33} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25} \quad (13.2)$$

· Турбулентное течение жидкости в пограничном слое ($Re > 4 \cdot 10^4$)

Локальное значение числа Нуссельта

$$Nu = 0,33x^{-0.2} \cdot Re_{ef}^{0.8} \cdot Pr_f^{0.43} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25} \quad (13.3)$$

Среднее значение числа Нуссельта

$$\overline{Nu} = 0.037 \cdot Re_{ef}^{0.8} \cdot Pr_f^{0.43} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25} \quad (13.4)$$

Где $X = x/l$ – безразмерное расстояние от начала пластины;

l - длина пластины , м; x - расстояние (координата по оси x) до рассчитываемой точки , м;

Индекс « f » у безразмерных чисел означает, что за определяющую принята температура набегающего потока, а Pr_w выбирается при температуре стенки t_w .

Отношение $\left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25}$ учитывает изменение свойств теплоносителя по толщине пограничного слоя. Для газов с достаточной точностью можно считать, что $\left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25} = 1$, так как число Прандтля для газов очень слабо зависит от температуры.

В переходной зоне (см. рис 12.2) интенсивность теплоотдачи нестабильна, и точно рассчитывать практически невозможно, поэтому условно считают, что переход от ламинарного течения к турбулентному, в пограничном слое, происходит сразу при $Re_{кр} = 4 \cdot 10^4$.

Для воздуха критерий Pr мало изменяется с изменением температуры. В расчетах принимают $Pr_f = 0,71$ и зависимости для определения критерия Nu упрощаются.

Ламинарный режим, среднее значение критерия Нуссельта

$$\overline{Nu_f} = 0,57 \cdot Re_{fe}^{0.5} \quad (13.5)$$

Для турбулентного режима движения жидкости среднее значение критерия Нуссельта

$$\overline{Nu_f} = 0,032 \cdot Re_{fe}^{0.8} \quad (13.6)$$

Где $Re_{fe} = \frac{\omega_0 \cdot l}{\nu_l}$; l - длина пластины , м;

13.2. Обтекание шара

Средний по поверхности коэффициент теплообмена от шара, обтекаемого теплоносителем, при любом режиме можно определить по формуле:

$$\overline{Nu_f} = 2 + 0,03 \cdot Re_f^{0.54} \cdot Pr_f^{0.33} + 0,35 Re_f^{0.58} \cdot Pr_f^{0.356} \quad (13.7)$$

За определяющий размер принимают диаметр шара, а за определяющую температуру – температуру набегающего потока.

Значение критерия Нуссельта, можно определить по уравнению Кримера-Лооса

$$\bar{N}_{u_f} = 2 + Pr_f^{0.33} (0,4 \cdot Re_f^{0.5} + 0,06 \cdot Re_f^{0.67}) \quad (13.8)$$

Или по формуле Ранца – Маршала:

$$N_{u_f} = 2 + 0,6 \cdot Pr_f^{0.33} \cdot Re_f^{0.5} \quad (13.9)$$

Уравнения (13.7)...(13.9) можно принимать при $0,3 \leq Re_f \leq 3 \cdot 10^5$ и $0,6 \leq Pr_f \leq 8 \cdot 10^3$

При течении газа ($Pr_f \approx 1$) через плотный слой шаров или частиц произвольной формы теплоотдачу можно рассчитать по формулам В.Н.Тимофеева:

$$\bar{N}_{u_f} = 0,106 Re_f \quad \text{при } Re = 2 \dots 200 \quad (13.10)$$

$$\bar{N}_{u_f} = 0,61 Re_f^{0.67} \quad \text{при } Re = 200 \dots 1700 \quad (13.11)$$

За определяющий размер принимают диаметр шара, а для несферических частиц $d = \sqrt[3]{\frac{6V}{\pi}}$, где V - объём частицы, м³. Определяющей температурой t_f является средняя температура входа и выхода потока, °С. Скорость ω газа рассчитывается по полному сечению, без учета загромождения его частицами.

13.3 Теплоотдача при поперечном обтекании труб.

Характер обтекания одиночной трубы (цилиндра) поперечным потоком жидкости зависит от скорости набегающего потока (Re_f).

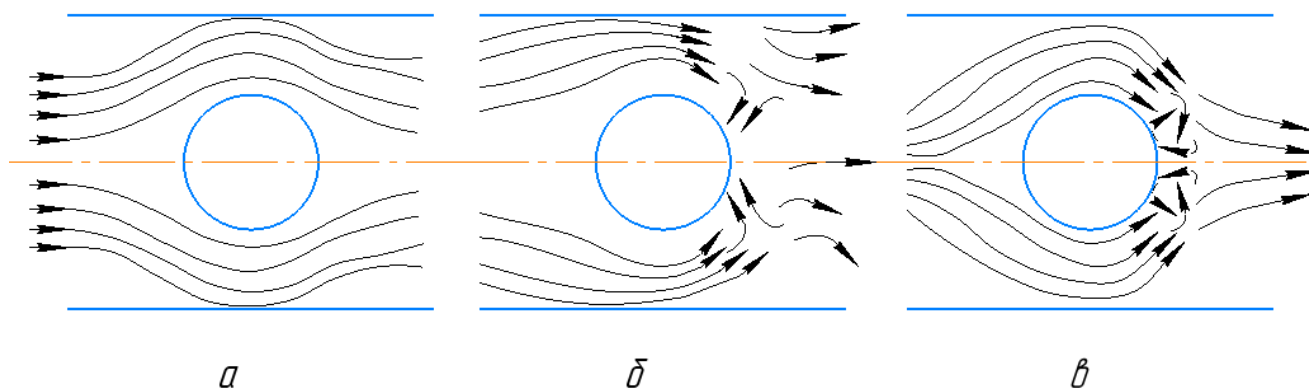


Рис. 13.1. Обтекание одиночной трубы: а-безотрывное; б и в - отрыв, соответственно ламинарного и турбулентного пограничных слоев

Плавное, безотрывное обтекание цилиндра имеет место при малых скоростях ($Re_f \leq 5$). При $Re_f > 5$ пограничный слой, образующийся на передней половине трубы, в кормовой части отрывается от ее поверхности, и позади цилиндра образуется два симметричных вихря.

При $Re_f \geq 10^3$ вихри периодически отрываются от трубы и уносятся потоком, образуя за цилиндром вихревую дорожку. Давление в кормовой части цилиндра возрастает $P_{кор}^{ст}$ и становится больше давления набегающего потока в лобовой части $P_{поб}^{ст}$ ($P_{поб}^{ст} < P_{кор}^{ст}$). Возрастание давления вдоль потока приводит к торможению движения и появлению возвратного движения. Турбулентное течение в пограничном слое наступает при $Re_{кр} = 10^5 \dots 4 \cdot 10^5$

Экспериментальные исследования средней по окружности теплоотдачи при поперечном обтекании одиночной трубы проведены А.А.Жукаускасом и обобщены формулами:

$$\bar{N}_u = 0,5 \cdot Re_{ef}^{0.5} \cdot Pr_{rf}^{0.38} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25}, \text{ при } (Re = 5 \dots 1 \cdot 10^3) \quad (13.12)$$

$$\bar{N}_u = 0,25 \cdot Re_{ef}^{0.6} \cdot Pr_{rf}^{0.38} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25}, \text{ при } (Re = 1 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^5) \quad (13.13)$$

Формулы (13.12) и (13.13) справедливы, когда угол атаки $\varphi = 90^\circ$

При уменьшении угла атаки α уменьшается (рис.13.2)

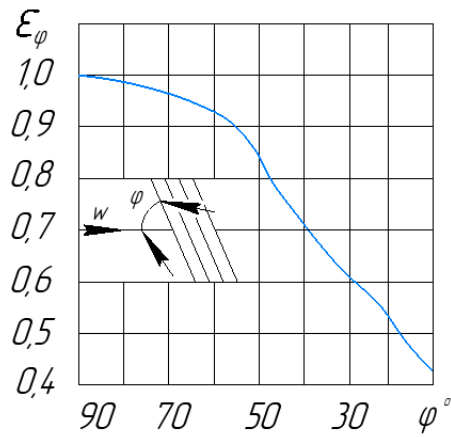


Рис. 13.2. Зависимость теплоотдачи одиночной трубы от угла атаки φ

Влияние угла атаки на коэффициент теплообмена учитывают поправочным множителем ϵ_φ :

$$\epsilon_\varphi = 1 - 0,54 \cos^2 \varphi$$

Если набегающий поток искусственно турбулизировать, то интенсивность теплоотдачи увеличивается.

На практике, во многих теплообменниках, трубы располагают в виде шахматных (рис 13.3а) или коридорных (рис.13.3б) пучков (пакеты).

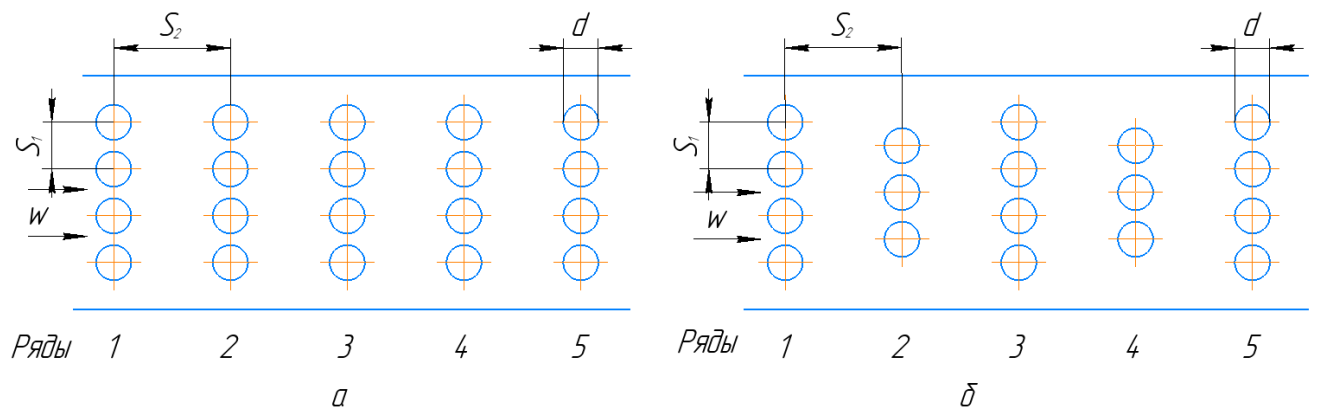


Рис. 13.3. Схемы расположения труб при поперечном обтекании в коридорных (а) и шахматных (б) пучках

Характеристиками пучка являются диаметр труб d , поперечный шаг S_1 и продольный шаг S_2 , количество рядов труб по ходу жидкости. Для определенного пучка шаги S_1 и S_2 , и диаметр d являются постоянными

величинами.

От схемы компоновки пучка зависит характер движения жидкости в пучке и обтекание труб, соответственно интенсивность теплоотдачи. Исследования показали, что теплоотдача первого ряда трубы, для коридорных и шахматных пучков, одинаково, и составляет 60% от теплоотдачи третьего ряда пучка, если теплоотдачу его принять за 100%.

Теплоотдача второго и третьего ряда, по сравнению с первым, возрастают, вследствие увеличения турбулентности потока при прохождении его через пучок труб. Начиная с третьего ряда, турбулентность потока стабилизируется и не зависит от начальной турбулентности. Теплоотдача второго ряда в коридорных пучках составляет около 90%, а в шахматных около 70%.

По абсолютному значению, теплоотдача в шахматных пучках больше, чем в коридорных, вследствие лучшего перемешивания жидкости, омывающей трубы.

Путем обобщения экспериментальных данных для пучков труб с третьего ряда и далее М.А. Михеевым [М1] предложена формула:

$$\bar{N}_u = C \cdot Re_f^n \cdot Pr_f^{0.36} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0.25} \cdot \varepsilon_\varphi \cdot \varepsilon_s \quad (13.14)$$

Где при $Re_f < 1 \cdot 10^3$ $C = 0.56$, $n=0.50$ для коридорных и шахматных пучков ; при $Re_f > 1 \cdot 10^3$ $C = 0.22$, $n=0.65$ для коридорного и $C = 0.40$, $n=0.60$ для шахматных пучков.

Определяющим размером в формуле (13.14) является наружный диаметр труб d , определяющей температурой – средняя температура жидкости $t_{cp} = 0,5(t_{вх} + t_{вых})$, средняя скорость $\bar{\omega}$ в самом узком сечении ряда пучка и наружный диаметр трубки d . Средняя скорость потока рассчитывается по формуле :

$$\bar{\omega} = \frac{V_t}{b-d \cdot n} \quad (13.15)$$

Где V_t -объёмный расход теплоносителя при t_f ; b –ширина канала, м; d -

наружный диаметр труб, м; n - число труб в одном ряду.

Поправочный коэффициент ε_s учитывает влияние поперечного S_1 и продольного S_2 шагов.

$$\text{Для коридорного пучка } \varepsilon_s = (S_2/d)^{-0.15}$$

$$\text{Для шахматного пучка } \varepsilon_s = (S_1/S_2)^{\frac{1}{6}} \quad \text{при } (S_1/S_2) < 2$$

$$\varepsilon_s = 1.2 \quad \text{при } (S_1/S_2) \geq 2$$

Поправки на изменение теплоотдачи в начальных рядах пучках труб принимаются для:

$$\text{Первого ряда коридорного и шахматного пучка} \quad \varepsilon_\alpha = 0,6$$

$$\text{Второго ряда коридорного пучка} \quad \varepsilon_\alpha = 0,9$$

$$\text{Второго ряда шахматного пучка} \quad \varepsilon_\alpha = 0,7$$

$$\text{Третьего и последующего ряда коридорного и шахматного пучка} \quad \varepsilon_\alpha = 1$$

Среднее значение коэффициента теплообмена для всего пучка труб определяется по формуле:

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i \cdot S_i}{\sum_{i=1}^n S_i} \quad (13.16)$$

Где S_i - суммарная поверхность теплообмена трубы i-го ряда, м²;

n – число рядов в пучке;

α_i – средний коэффициент теплообмена i-го ряда, Вт/(м² · К).

Влияние угла атаки на коэффициент теплообмена учитывается поправочным множителем ε_φ : при $\varphi = 90^\circ, 80^\circ, 70^\circ, 50^\circ, 30^\circ, 10^\circ$ ε_φ соответственно равен 1; 1; 0.98; 0.88; 0.67; 0.42;

Расчет теплоотдачи в пучках труб с круглыми и квадратными ребрами, обтекаемых поперечным потоком газа, можно произвести по следующим уравнениям в области значений $3 \cdot 10^3 < Re_f < 2,5 \cdot 10^3$ и $3 \leq d/b \leq 4.8$

$$\bar{N}_u = C \cdot R_{ef}^m \cdot \left(\frac{d}{b}\right)^{-0.54} \cdot \left(\frac{h}{b}\right)^{-0.14} \quad (13.17)$$

Где b - шаг ребер; $h=0.5(D-d)$ -высота ребра; D –диаметр или сторона ребра; d - наружный диаметр трубы; $C=0,104$ для коридорных пучков труб с круглыми ребрами; $C=0,096$ для квадратных ребер; $m= 0,72$ для обоих случаев; $C=0,223$ для шахматных пучков с круглыми ребрами : $C= 0,205$ - с квадратными ребрами; $m = 0,65$ в обоих случаях . Поправочные коэффициенты $\varepsilon_s, \varepsilon_\varphi$ и ε_α рассчитываются как для пучков гладких труб .

В промышленных теплообменниках, вследствие загрязнения поверхностей нагрева теплоотдачи поперечно обтекаемых пучков труб снижается приблизительно на 20%.

13.4 Теплоотдача при движении жидкости в трубах

При турбулентном движении жидкостей и газов внутри гладких труб теплоотдача определяется лишь условиями вынужденного движения и при $Re > 5 \cdot 10^3$ и $0.6 < P_r < 100$ описывается формулой

$$\bar{N}_u = 0.023 \cdot R_e^{0.8} \cdot P_r^{0.4} \cdot \varepsilon_t \cdot \varepsilon_e \quad (13.18)$$

ε_t - поправочный коэффициент, зависящий от температуры потока и стенки, принимается по таблице 13.1 при нагревании газа

ε_e - поправочный коэффициент на длину трубы , по таблице 13.2

При $l/d \geq 50$ течение потока стабильное и $\varepsilon_e=1$.

Таблица 13.1 Поправочный коэффициент ε_t

Температура стенки, $t_w, ^\circ\text{C}$	Температура газов в трубе, $t_f, ^\circ\text{C}$						
	0	200	400	600	800	1000	1200
100	0,900	1,029	1,057	1,057	1,085	1,085	1,085
200	0,76	0,971	1,043	1,057	1,085	1,085	1,085
300	0,600	0,928	1,015	1,057	1,085	1,085	1,085
400	0,529	0,985	0,100	1,043	1,085	1,085	1,085
500	0,500	0,785	0,957	1,014	1,085	1,085	1,085
600	0,450	0,703	0,900	1,043	1,085	1,085	1,085

Таблица 13.2 Поправочный коэффициент $\varepsilon_t = f\left(R_{ef}, \frac{l}{d}\right)$

Режимы движения	Отношение $\frac{l}{d}$							
	1	2	5	10	15	20	30	40
Ламинарный	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02
Турбулентный, $R_{ef} = 10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03
$R_{ef} = 2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,13	1,10	1,05	1,02
$R_{ef} = 5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,10	1,08	1,04	1,02
$R_{ef} = 10 \cdot 10^4$	1,28	1,22	1,15	1,10	1,08	1,06	1,03	1,02
$R_{ef} = 10 \cdot 10^5$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01

Для двухатомных и приблизительно дымовых газов формула (13.17) приобретает вид

$$\overline{N_{u_f}} = 0,018 \cdot R_{ef}^{0,8} \cdot \varepsilon_e \quad (13.19)$$

Во многих отраслях народного хозяйства приходится нагревать или охлаждать жидкостные суспензии мелкодисперсного порошка твердого тела в жидкости.

Согласно экспериментальным данным Кафанова В.И. из МВТУ им Баумана критериальное уравнение теплоотдачи при течении жидкостных суспензий в трубах имеет вид

$$\overline{N_{u_c}} = 0,026 Re_c^{0,8} Pr_c^{0,4} \left(\frac{r}{1-r} \right)^{0,015} \left(\frac{\rho_{ж}}{\rho_{т}} \right)^{0,12} \left(\frac{C_{рж}}{C_{рт}} \right)^{0,12} \left(\frac{d_{тр}}{d_n} \right)^{0,02} \quad (13.20)$$

Где $\overline{N_{u_c}}$ – критерий Нуссельта суспензии; критерий Рейнольдса суспензии; Pr_c - критерий Прандтля суспензии; r – объёмная доля потока твердого тела в суспензии; $\rho_{ж}$ – плотность жидкости; $\rho_{т}$ – плотность твердого тела в суспензии кг/м³; $\rho_{т}$ – плотность твердого тела, кг/м³; $C_{рж}$ и $C_{рт}$ – удельные массовые теплоемкости жидкости и твердого тела, кДж/(кг · К); $d_{тр}$ и d_n – диаметр трубы и средний диаметр частиц порошка твердого тела

В качестве определяющей температуры принимают среднюю температуру среды $t_{cp} = 0,5(t' + t'')$, где t' – температура среды на входе в теплообменник, а t'' – на выходе из него, °С.

Коэффициент гидравлического сопротивления ξ определяется по формуле $\xi = \frac{0,36}{(Re)^{0,25}}$, а теплопроводность по формуле Максвелла

$$\lambda_c = \left(\frac{2\lambda_{ж} + \lambda_{т} - 2r(\lambda_{ж} - \lambda_{т})}{2\lambda_{ж} + \lambda_{т} + r(\lambda_{ж} - \lambda_{т})} \right) \lambda_{ж} \quad (13.21)$$

Где $\lambda_{т}$ и $\lambda_{ж}$ – теплопроводности, соответственно, жидкости и твердого тела, Вт/(м · К)

Динамическая вязкость суспензии определяется по формуле Вэнда

$$\mu_c = \mu_T(1 + 2,5r + 7,17r^2 + 16,2r^3) \quad (13.22)$$

Где $\lambda_{ж}$ - динамическая вязкость жидкости, Па·с

Данными формулами можно пользоваться до 25i концентраций по объему

Формулы (13.17) и (13.18) можно применять не только для круглых труб, но и для каналов любой формы. Эквивалентный или гидравлический диаметр определяется по формуле $d_э = \frac{4F}{\pi}$, где F- площадь живого сечения канала, м²; π - с моченный периметр поперечного сечения (для труб $d_э = d$)

При капельных жидкостях, при $Re_f = 1 \cdot 10^4 \dots 5 \cdot 10^6$ и $Pr = 9,6 \dots 2500$, число Нуссельта определяется по формуле М. А. Михеева

$$\bar{N}_{u_f} = 0,021Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0,25} \cdot \varepsilon_e \quad (13.23)$$

Где $n=0,11$ при нагревании потока и $n=0,25$ при охлаждении

Для каналов кольцевого сечения, при турбулентном течении газов и капельных жидкостей

$$\bar{N}_{u_f} = 0,17Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,4} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0,25} \cdot \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^{0,18} \quad (13.24)$$

Здесь эквивалентный диаметр $d_э = d_2 - d_1$, где d_2 - внешний, а d_1 - внутренний диаметр канала. Формулой (13.20) можно пользоваться при $\frac{d_2}{d_1} = 1,2 \dots 1,4$; $\frac{l}{d} = 50 \dots 460$ и $Pr = 0,7 \dots 100$

Расчет теплоотдачи, в изогнутых трубах, производится по формулам для прямой трубы, с введением поправочного коэффициента $\varepsilon_R = 1 + 1,77 \frac{d}{R}$, где R- радиус змеевика; d- диаметр трубопровода

Температура в трубах при ламинарном режиме течения определяется только теплопроводностью жидкости, но при свободном движении жидкости, за счет разности температур, может возникнуть циркуляция потока и в этом случае теплоотдача определяется факторами как вынужденного, так и свободного движения. Безразмерное уравнение М. А. Михеева для вязкостно-гравитационного режима, при $G_r Re_f > 8 \cdot 10^5$, имеет вид

$$\bar{N}_{u_f} = 0,17 Re_f^{0,33} \cdot Pr_f^{0,43} \cdot G_r^{0,1} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_e \quad (13.25)$$

Где $G_r = \frac{\beta g d^3 \Delta t}{\nu^2}$ – критерий Грасгофа; $\Delta t = (t_f \cdot t_w)$; $\beta = \frac{1}{T}$ – температурный коэффициент объемного расширения, K^{-1} ; $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения; ν – кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$; Значения поправочного коэффициента ε_e даны в таблице 13.2

Формула (13.22) применима для любой жидкости и учитывает влияние направления теплового потока q и естественной конвекции

13.5. Конвективный теплообмен через зернистый слой

При расчете коэффициента теплообмена через зернистый слой можно пользоваться уравнениями В. Н. Тимофеева при $20 < Re_f < 200$

$$\bar{N}u_f = 0,124 Re_f \cdot Pr_f^{0,43} \quad (13.26)$$

при $Re_f > 200$

$$\bar{N}u_f = 0,711 Re_f^{0,67} \cdot Pr_f^{0,43} \quad (13.27)$$

или же уравнениями

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{N}u_f = 0,106 Re_f \text{ при } 20 < Re_f < 200 \\ \bar{N}u_f = 0,61 Re_f^{0,67} \text{ при } Re_f > 200 \end{array} \right. \quad (13.28)$$

Пример 13.1. Стена дома размером 5×10 м обдувается продольно ветром со скоростью 8 м/с. Температура воздуха здания - 10°C , а температура стены – (-5°C) . Определить теплотери здания из стенки за 8 часов.

Решение. Определяем критерий Рейнольдса $Re_f = \frac{\omega \cdot l}{\nu_f}$ для установления режима движения воздуха. Определяющим размером является длина стенки $l = 10$ м . Определяющей температурой – средняя температура воздуха $\bar{t} = 0,5(t_f + t_w) = 0,5(-10 + (-5)) = -7,5^\circ\text{C}$. По определяющей температуре по таблице А1 [м2]

выбираем физические параметры воздуха: $\nu_f = 12,94 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; $\lambda_f = 2,42 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; $Pr_f = 0,71$.

$$\text{Число Рейнольдса } Re_f = \frac{\omega \cdot l}{\nu_f} = 8 \cdot \frac{10}{12,94 \cdot 10^{-6}} = 6,182 \cdot 10^6$$

$Re_f = 6,182 \cdot 10^6 > Re_{кр} = 2 \cdot 10^5$. Режим движения турбулентный. Среднее значение критерия Нуссельта определяем по формуле

$$\overline{Nu}_f = 0,032 Re_f^{0,8} = 0,032 (6,182 \cdot 10^6)^{0,8} = 8,67$$

Среднее значение коэффициента теплообмена $\overline{\alpha}$ по всей поверхности теплообмена $\overline{\alpha} = \overline{Nu} \cdot \frac{\lambda}{l} = \frac{8,67 \cdot 2,42 \cdot 10^{-2}}{10} = 0,021 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Теплопотери через стенку находим по формуле

$$Q = \overline{\alpha} F (t_W - t_f) \cdot \tau = 0,02 \cdot 5 \cdot 10 (-5 - (-10)) \cdot 8 \cdot 3600 = -151,2 \text{ кДж.}$$

Пример 13.2. Слой яблок охлаждается потоком воздуха. Средний диаметр яблок $a = 42 \text{ мм}$. Температура входа в слой $t' = 0^\circ\text{C}$, а выхода $t'' = 20^\circ\text{C}$. Скорость фильтрации $\omega = 0,5 \text{ м/с}$. Определить коэффициент теплообмена от поверхности яблок к воздуху.

Решение. По приложению А таблица А1 [м2] находим теплофизические параметры воздуха при средней температуре

$$\overline{t}_f = 0,5(t'_f + t''_f) = 0,5(0 + 20) = 10^\circ\text{C.}$$

$$\lambda_f = 2,51 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; \nu_f = 14,16 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; Pr_f = 0,705.$$

Критерий Рейнольдса $Re_f = \frac{\omega \cdot l}{\nu_f} = \frac{0,5 \cdot 0,042}{14,16 \cdot 10^{-6}} = 1483 Re > 200$ и по (13.11)

$$\overline{Nu}_f = 0,61 Re_f^{0,67} = 0,61 \cdot 1483^{0,67} = 81,28$$

Средний коэффициент теплообмена от поверхности яблок к воздуху $\overline{\alpha} = \overline{Nu} \cdot \frac{\lambda}{l} = \frac{81,28 \cdot 2,51 \cdot 10^{-2}}{0,042} = 48,57 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$.

Пример 13.3. Медный электропровод диаметром 10 мм обдувается поперечным потоком ветра со скоростью 3 м/с при температуре воздуха -10°C . Удельное электрическое сопротивление провода $\rho = 1,65 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}$, сила тока $I = 200$ ампер.

Необходимо определить линейную плотность теплового потока и температуру поверхности провода.

Решение. По таблице А1 приложения А [м2] находим физические параметры воздуха: $\lambda_f = 2,36 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$; $\nu_f = 12,43 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; $Pr_f = 0,712$.

$$\text{Критерий Рейнольдса } \overline{Re}_f = \frac{\overline{\omega} \cdot d_H}{\nu_f} = \frac{3 \cdot 0,01}{12,43 \cdot 10^{-6}} = 2413,5.$$

$1 \cdot 10^3 < Re_f < 2 \cdot 10^5$. Тогда по формуле (13.14) находим число Нуссельта $\overline{Nu}_f = 0,25 Re_f^{0,6} \cdot Pr_f^{0,38} \left(\frac{Pr_f}{Pr_W}\right)^{0,25} \cdot \varepsilon_f = 0,25 \cdot 2413,5^{0,6} \cdot 0,712^{0,38} = 94,09$.

$$\varepsilon_f = 1 - \text{угол атаки } 90^\circ; \frac{Pr_f}{Pr_W} = 1 \text{ для воздуха.}$$

$$\text{Коэффициент теплообмена } \overline{\alpha} = \overline{Nu}_f \cdot \frac{\lambda_f}{d_H} = \frac{94,09 \cdot 2,36 \cdot 10^{-2}}{0,01} = 222 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Из уравнения энергетического баланса определяем температуру поверхности провода

$$I^2 R = \Phi = \overline{\alpha} F (t_W - t_f) = \overline{\alpha} \cdot \pi d_H l (t_W - t_f) \text{ и}$$

$$t_W = \frac{(I^2 R)}{\overline{\alpha} \cdot \pi d_H l} + t_f = \frac{200^2 \cdot 4 \rho \cdot l}{\overline{\alpha} \cdot \pi^2 d_H^3 l} + 10 = \frac{4 \cdot 10^2 \cdot 4 \cdot 1,65 \cdot 10^{-8}}{222 \cdot 3,14^2 \cdot 0,01^3} + 10 = -8,795^\circ\text{C}.$$

Линейная плотность теплового потока

$$q_l = \frac{\Phi}{l} = \frac{\overline{\alpha} \cdot \pi d_H l}{l} (t_W - t_f) = 222 \cdot 3,14 \cdot 0,01 \cdot (-8,795 - (-10)) = 8,4 \text{ Вт/м}.$$

Пример 13.4. Рассчитать средний коэффициент теплообмена от дымовых газов следующего объемного состава: $r_{H_2O} = 0,11$; $r_{CO_2} = 0,13$ и r_{N_2} к стенкам колбас при копчении. Колбасы диаметром 40 мм расположены в шахматном порядке. Поперечный и продольный шаги колбас соответственно $S_1 = 2,6d$ и $S_2 = 1,8d$.

Средняя скорость газа в узком сечении потока $\omega = 2,5 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Угол атаки $\varphi = 80^\circ$; по направлению потока пучок состоит из 6 рядов с одинаковой поверхностью нагрева. Температура дымовых газов на входе в пучок 650°C , на выходе - 450°C .

Решение. По средней температуре дымовых газов по таблице А1 приложения А [м2] при средней температуре $\overline{t}_f = 0,5(t'_f + t''_f) = 0,5(650 + 450) = 550^\circ\text{C}$ находим физические параметры:

$$\lambda_f = 6,99 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}; \nu_f = 84,95 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; Pr_f = 0,625.$$

$$\text{Рассчитываем число Рейнольдса } \overline{Re}_f = \frac{\overline{\omega} \cdot d_H}{\nu_f} = \frac{2,5 \cdot 0,04}{84,95 \cdot 10^{-6}} = 1,177 \cdot 10^3.$$

По формуле (13.15) при $Re > 1 \cdot 10^3$ для шахматного пучка

$$\bar{Nu}_f = 0,25 Re_f^{0,6} \cdot Pr_f^{0,38} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_f \cdot \varepsilon_S \text{ находим число Нуссельта для}$$

третьего ряда колбас

$$\bar{Nu}_f = 0,25 \cdot 1177^{0,6} \cdot 0,625^{0,38} \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1,062 = 24,945,$$

где $\frac{Pr_f}{Pr_w} = 1$; $\varepsilon_S = \left(\frac{S_1}{S_2} \right)^{\frac{1}{6}}$ при $\frac{S_1}{S_2} = \frac{2,6d}{1,8d} = 1,44 < 2$; $\varepsilon_S = (1,44)^{\frac{1}{6}} = 1,062$

$$\bar{\alpha} = \bar{Nu}_f \cdot \frac{\lambda_f}{d_H} = \frac{24,945 \cdot 6,99 \cdot 10^{-2}}{0,04} = 43,59 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Определяем средний коэффициент теплообмена с учетом теплообмена в первом, втором и третьем рядах колбас

$$\bar{\alpha}_{\text{пуч}} = \alpha \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_{3...6}}{n} = 43,59 \frac{0,6 + 0,7 + 4}{6} = 38,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Пример 13.5. Пучок чугунных ребристых труб водяного экономайзера парового котла омывается дымовыми газами следующего объемного состава: $r_{H_2O} = 0,11$; $r_{CO_2} = 0,13$; $r_{N_2} = 0,76$.

Определить средний коэффициент теплообмена $\bar{\alpha}$, если известно: расположение труб коридорное с числом рядов труб 8; с поперечным шагом $S_1 = 250$ мм; продольным шагом $S_2 = 300$ мм. Внутренний диаметр труб $d_{\text{вн}} = 50$ мм; наружный диаметр - $d_{\text{н}} = 75$ мм; сторона ребра $D = 120$ мм, ребра квадратные, шаг ребра 25 мм. Средняя скорость потока газов в узком сечении $\bar{w} = 7 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Угол атаки газов $\varphi = 90^\circ$. Температура газов на входе в экономайзер 700°C , на выходе 300°C .

Решение. Определим среднюю температуру дымовых газов

$$\bar{t} = 0,5(t_f' + t_f'') = 0,5(700 + 300) = 500^\circ\text{C}.$$

По средней (определяющей) температуре по таблице А3 приложения А [м2] находим физические параметры дымовых газов при $\bar{t} = 500^\circ\text{C}$.

$$\lambda_f = 6,56 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; \nu_f = 76,3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; Pr_f = 0,63. \text{ Определяем число Рейнольдса}$$

$$\bar{Re}_f = \frac{\bar{w} \cdot d_3}{\nu_f} = \frac{7 \cdot (0,12 - 0,075)}{76,3 \cdot 10^{-6}} = 4128 \quad ; \quad \text{при} \quad 25 \cdot 10^3 > Re > 3 \cdot 10^3; \frac{d}{b} = \frac{75}{25} = 3 < 4,8$$

воспользуемся уравнениями (13.18)

$$\begin{aligned} \bar{Nu}_f &= 0,25096 \bar{Re}_f^{0,72} \left(\frac{d}{b} \right)^{-0,54} \left(\frac{h}{b} \right)^{-0,14} \cdot \varepsilon_S = \\ &= 0,096 \cdot 4128^{0,72} \cdot 3^{-0,54} (0,0225)^{-0,14} \cdot 0,87 = 31,43, \end{aligned}$$

где $h = 0,5(D - d_H) = 0,5(120 - 75) = 22,5 \text{ мм} = 0,0225 \text{ м}$ – высота ребра,
 $\varepsilon_S = (300/120)^{-0,15} = 0,87$, $\varepsilon_\varphi = 1$.

Коэффициент теплоотдачи ребристой трубы третьего ряда

$$\bar{\alpha} = \bar{Nu}_f \cdot \frac{\lambda_f}{D - d_H} = \frac{31,43 \cdot 6,56 \cdot 10^{-2}}{0,120 - 0,075} = 45,81 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Средний коэффициент теплообмена с учетом теплообмена в первом, втором, третьем и последующих рядах труб

$$\bar{\alpha}_{\text{пуч}} = \alpha \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_{3...8}}{n} = 45,81 \frac{0,6 + 0,9 + 6}{8} = 42,25 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$$

Пример 13.6. Слой зерна после сушилки охлаждается воздухом. Средний размер зерна $d = 8 \text{ мм}$. Температура воздуха, входящего в слой зерна 5°C , а выходящего - 20°C . Скорость фильтрации $0,5 \text{ м/с}$.

Определить коэффициент теплообмена от зерна к воздуху и поверхностную плотность теплового потока, если средняя температура зерна $t_W = 25^\circ\text{C}$.

Решение. По средней температуре воздуха $\bar{t}_f = 0,5(t'_f + t''_f) = 0,5(5 + 20) = 12,5^\circ\text{C}$ по приложению А таблица А1 находим физические параметры воздуха $\lambda_f = 2,53 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; $\nu_f = 14,36 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; $Pr_f = 0,705$.

$$\text{Критерий Рейнольдса } \bar{Re}_f = \frac{\bar{\omega} \cdot d}{\nu_f} = \frac{0,5 \cdot 0,008}{14,36 \cdot 10^{-6}} = 278.$$

По уравнению (13.28) при $Re_f = 278 > Re_f = 200$ рассчитаем число Нуссельта

$$\bar{Nu}_f = 0,711 Re_f^{0,67} \cdot Pr_f^{0,43} = 0,711 \cdot 278^{0,67} \cdot 0,705^{0,43} = 26,55$$

$$\alpha = \frac{\bar{Nu}_f \cdot \lambda_f}{d} = \frac{26,55 \cdot 2,53 \cdot 10^{-2}}{0,008} = 83,96 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Поверхностная плотность теплового потока по закону Ньютона-Рихмана

$$q = \alpha(\bar{t}_f - t_W) = 83,96(12,5 - 25) = -1049,55 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Знак ‘минус’ показывает, что теплота отводится от зерна.

Пример 13.7. По трубопроводу диаметром 60 мм и длиной 10 м протекает суспензия порошка алюминия в воде со средней скоростью $\bar{\omega} = 1,3 \frac{\text{м}}{\text{с}}$. Объемная концентрация алюминиевого порошка 15% , средний диаметр частиц $10 \cdot 10^{-5} \text{ м}$.

Определить количество передаваемой теплоты суспензией за 8 часов. если количество жидкости 70°C, а температура внутренней стенки трубы 50°C.

Решение. Подставим отдельные множители, входящие в уравнение (13.21). Теплофизические параметры берем из таблиц А5 и Б1 [м2].

По формуле (13.22) Максвелла находим теплопроводность суспензии

$$\begin{aligned}\lambda_c &= \lambda_{\text{ж}} \left(\frac{2\lambda_{\text{ж}} + \lambda_m - 2r(\lambda_{\text{ж}} - \lambda_m)}{2\lambda_{\text{ж}} + \lambda_m + r(\lambda_{\text{ж}} - \lambda_m)} \right) = 0,662 \left(\frac{2 \cdot 0,662 + 209 - 2 \cdot 0,1(0,662 - 209)}{2 \cdot 0,662 + 209 + 0,1(0,662 - 209)} \right) \\ &= 0,662 \frac{251,99}{189,49} = 0,880 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}.\end{aligned}$$

По формуле (13.23) определяем динамическую вязкость суспензии

$$\begin{aligned}\mu_c &= \mu_{\text{ж}}(1 + 2,5r + 7,17r^2 + 16,2r^3) = \\ &= 406,1 \cdot 10^{-6}(1 + 2,5 \cdot 0,1 + 7,17 \cdot 0,1^2 + 16,2 \cdot 0,1^3) = \\ &= 543,32 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}.\end{aligned}$$

Плотность суспензии

$$\rho_c = \rho_m \cdot r + \rho_{\text{ж}}(1 - r) = 2700 \cdot 0,1 + (1 - 0,1) \cdot 977,8 = 1150,02 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Определяем удельную массовую теплоемкость суспензии c_{p_c} при $p = \text{const}$

$$\begin{aligned}c_{p_c} &= g_a c_{p_a} + g_b c_{p_b} = \frac{r_a \cdot \rho_a}{\rho_c} \cdot c_{p_a} + \frac{r_b \cdot \rho_b}{\rho_c} \cdot c_{p_b} = \frac{0,1 \cdot 2700}{1150} \cdot 0,896 + \frac{0,9 \cdot 977,8}{1150} \cdot 4,19 \\ &= 3,4163 \frac{\text{КДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.\end{aligned}$$

Находим число Рейнольдса

$$Re_c = \frac{\bar{\omega} \cdot d}{\nu_c} = \frac{\omega \cdot d \cdot \rho_c}{\mu_c} = \frac{1,3 \cdot 0,06 \cdot 1150}{543,32 \cdot 10^{-6}}.$$

Число Прандтля

$$Pr_c = \frac{\nu_c}{a_c} = \frac{\mu_c \cdot c_{p_c} \cdot \rho_c}{\rho_c \cdot \lambda_c} = \frac{543,32 \cdot 10^{-6} \cdot 3,416 \cdot 10^3}{0,880} = 2,105$$

Число Нуссельта по формуле (13.21)

$$\begin{aligned}\bar{Nu}_c &= 0,026 Re_c^{0,8} \cdot Pr_c^{0,4} \left(\frac{r}{1-r} \right)^{0,015} \left(\frac{\rho_{\text{ж}}}{\rho_m} \right)^{0,12} \left(\frac{c_{p_{\text{ж}}}}{c_{p_m}} \right)^{0,15} \left(d_{m_p} \right)^{0,02} = \\ &= 0,026 \cdot (165000)^{0,8} \cdot (2,105)^{0,4} \cdot \left(\frac{0,1}{0,9} \right)^{0,015} \\ &\cdot \left(\frac{977,8}{2700} \right)^{0,12} \cdot \left(\frac{4,19}{0,896} \right)^{0,15} \cdot \left(\frac{6,0}{0,1} \right)^{0,02} = 611,83.\end{aligned}$$

Находим коэффициент теплообмена

$$\alpha = \frac{\overline{Nu}_c \cdot \lambda_c}{d_{тр}} = \frac{611,83 \cdot 0,88}{0,06} = 8973,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$$

Вопросы для самоконтроля

1. Напишите формулы расчета числа Нуссельта при продольном обтекании жидкостью плоской поверхности, обтекании шара и поперечном омывании одиночной трубы.
2. Поясните понятие ‘пучок труб’. Назовите основные компоновки пучков труб.
3. Охарактеризуйте процесс теплоотдачи при омывании жидкостью коридорного и шахматного пучков труб.
4. Как влияет угол атаки потока жидкости на процесс теплообмена?
5. Напишите критериальные уравнения теплоотдачи для случаев вынужденного турбулентного и ламинарного движения жидкости в трубах.
6. Какое движение жидкости в трубе называется гидродинамически стабилизированным? Как оно определяется и учитывается при расчете числа Нуссельта?
7. По какой формуле рассчитывается поправка на изгиб, поправка на влияние угла атаки на процесс теплоотдачи?
8. Каким образом учитывается изменение теплоотдачи в начальных рядах пучка труб?
9. Напишите критериальное уравнение для расчета числа Нуссельта в кольцевых каналах и в пучках труб с круглыми и квадратными ребрами, обтекаемых поперечным потоком газа.
10. При одинаковых условиях интенсивность теплоотдачи больше у жидкости или у суспензии?

ГЛАВА 14. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ СВОБОДНОМ ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

14.1 Теплоотдача при естественной конвекции

Свободным называется движение жидкости, обуславливаемое разностью плотностей ее холодных и нагретых частиц. Наличие разности плотностей $\rho_f - \rho = \beta_t \rho_f (t - t_f)$ приводит к тому, что на любой единичный объем прогретой жидкости будет действовать подъемная сила F_{Π} , равная алгебраической сумме выталкивающей архимедовой силы $A = \rho_f g$ и силы тяжести $G = \rho g$:

$$F_{\Pi} = A - G = \rho_f g - \rho g = g(\rho_f - \rho) = \beta_t \rho_f (t - t_f), \quad (14.1)$$

где $\beta_t = \frac{1}{v} \left(\frac{v - v_f}{t - t_f} \right) = \frac{\rho_f - \rho}{\rho_f (t - t_f)}$ – температурный коэффициент объемного расширения, K^{-1} .

Подъемная сила F_{Π} перемещает нагретую жидкость вверх, а холодный воздух поступает на место горячего и таким образом возникает естественная конвекция около вертикальных стен (рис. 14.1), горизонтальных и наклонных труб (рис. 14.2 - б), около горизонтальных плит (рис. 14.2 – а, в, г) и т.д.

На нижнем участке вертикально расположенной стенки вследствие увеличения толщины ламинарной пленки коэффициент теплообмена α по высоте стенки убывает (см. рис. 14.1). На участке развитого турбулентного движения значение α повышается из-за разрушения ламинарной пленки и остается постоянным. Такая же картина характерна и для вертикальной, наклонной, горизонтальной труб (см. рис. 14.2 - б) и других тел овальной формы.

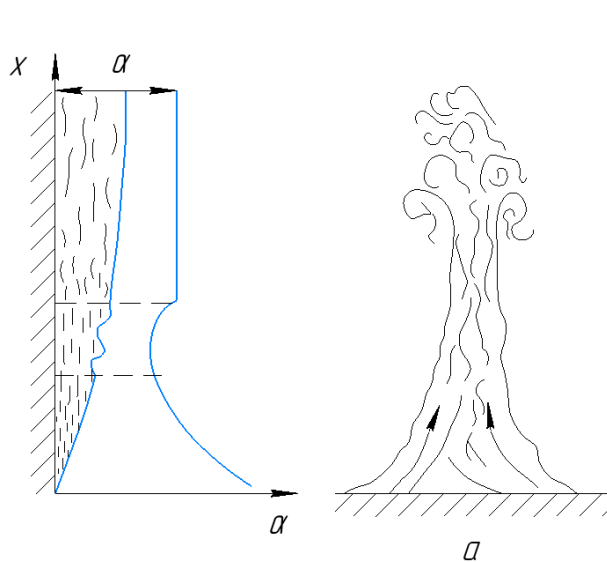


Рис. 14.1 Изменение коэффициента α при свободном движении вдоль вертикальной стенки

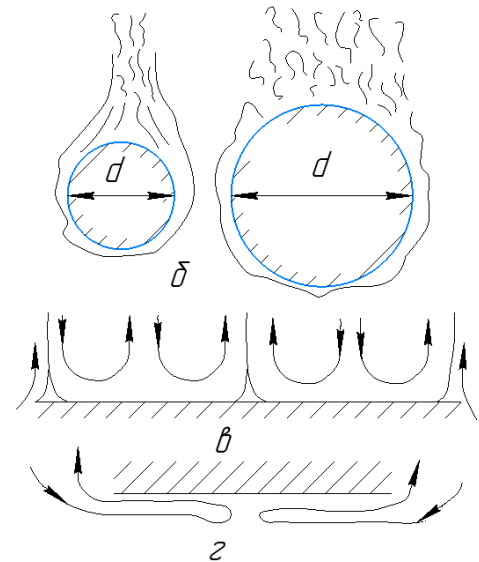


Рис. 14.2 Свободное движение жидкости: б - около нагретых труб с различными диаметрами; а, в, г - около нагретых горизонтальных плит

Движение среды около нагретых горизонтальных плит в значительной мере зависит от их расположения и размеров. Если небольшая плита нагретой стороной обращена вверх, то движение нагреваемой среды происходит по схеме 14.2 – а. В случае, когда плита имеет большие размеры, движение происходит по схеме 14.2 – б, ее обтекание осуществляется за счет опускания холодного воздуха, так как вследствие наличия с краев сплошного потока нагретой жидкости центральная часть плиты оказывается изолированной. Если же нагретая поверхность обращена вниз, то движение происходит лишь в тонком слое под поверхностью (см. рис. 14.2); остальная же масса жидкости остается неподвижной.

14.2 Критерии теплоотдачи при естественной конвекции

В результате обобщения многочисленных экспериментальных данных для тел любой формы и размеров, расположенных горизонтально и вертикально, для капельных жидкостей и газов М. А. Михеевым установлена формула

$$\overline{Nu} = C(Gr \cdot Pr)_{\text{ср}}^n = C\overline{Ra}^n, \quad (14.2)$$

где $Ra = Gr \cdot Pr = \beta \frac{g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \Delta t \cdot \frac{\nu}{\alpha} = \beta \frac{g \cdot l^3}{\nu \alpha} \Delta t$ – критерий Рэлея.

Значения коэффициента C и показателя степени n в зависимости от величины произведения $Gr \cdot Pr$ приведены в таблице 14.1.

Таблица 14.1 Значения постоянных C и n в формуле (14.2)

№ п/п	$(Gr \cdot Pr)_{\text{ср}}$	C	n
1	$1 \cdot 10^{-3} \dots 5 \cdot 10^2$ (теплопроводность)	1,18	1/8 (0,125)
2	$5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$ (ламинарный режим)	0,54	1/4 (0,25)
3	$2 \cdot 10^7 \dots 1 \cdot 10^{12}$ (турбулентный режим)	0,135	1/3 (0,33)

При вычислении критериев подобия за определяющий размер труб и шаров принимают наружный диаметр d , а для вертикальных плит – высоту h .

Для горизонтальных плит за определяющий размер берется меньшая сторона плит (наименьший размер в плане).

В качестве определяющей температуры принимают среднюю температуру пограничного слоя $\bar{t} = 0,5(t_f + t_w)$, где t_w – температура стенки; t_f – температура жидкости вдали от нагретого тела (вне зоны нагрева).

При $(Gr \cdot Pr)_{\text{ср}} < 1$ $\overline{Nu} = 0,5$ и остается постоянным. В этом случае $\alpha = \frac{0,5\lambda_f}{l}$, т. е. теплоотдача полностью определяется теплопроводностью жидкости λ_f . такая закономерность справедлива для любых капельных и газообразных жидкостей при $Pr \geq 0,7$ и для тел любой формы и любого размера.

Зависимость теплоотдачи от направления поверхностной плотности теплового потока q и разности температур Δt учитывается параметрами Pr_f/Pr_w в степени 0,25.

И. М. Михеевым для теплоотдачи горизонтальных труб в условиях свободного движения жидкостей и газов в неограниченном объеме предложена формула

$$\bar{Nu}_f = 0,51Gr_f^{0,25} \cdot Pr_f^{0,25} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w}\right)^{0,25}. \quad (14.3)$$

Для воздуха с учетом, что $Pr_f \approx 0,7$ и $Pr_f/Pr_w \approx 1$ формула (14.3) упрощается и принимает вид

$$\bar{Nu}_f = 0,47Gr^{0,25}. \quad (14.4)$$

Если теплоотдающая поверхность горизонтальной плиты обращена кверху (см. рис. 14.2 – а, в), то значение коэффициента C в формуле (14.2) увеличивается на 30%, а если к низу, то уменьшается на 30%.

На практике довольно часто приходится рассчитывать теплообмен естественной конвекцией в узких зажатых пространствах, где движение потоков стеснено. Типичный пример – перенос теплоты между оконными стеклами. Расчет теплообмена в ограниченном объеме ведут по уравнениям теплопроводности, применяя эквивалентную теплопроводность.

$$q = \frac{(t_{w1} - t_{w2})\lambda_{\text{экв}}}{\delta}, \quad (14.5)$$

где t_{w1} и t_{w2} – наибольшая и наименьшая температуры ограничивающих поверхностей, °С; $\lambda_{\text{экв}}$ – эквивалентная теплопроводность, Вт/(м·К), δ – толщина прослойки жидкости между стенками, м.

При $(Gr \cdot Pr) < 10^3$ естественную конвекцию можно вообще не учитывать, считая $\lambda_f = \lambda_{\text{экв}}$. При $(Gr \cdot Pr) > 10^3$ $\lambda_{\text{экв}} > \lambda_f$ и рассчитывается по формуле $\lambda_{\text{экв}} = \varepsilon_k \lambda_f$, где ε_k – коэффициент конвекции, который рассчитывается по формуле $\varepsilon_k = 0,18(Gr_f \cdot Pr_f)^{0,25}$.

Определяющий размер – толщина прослойки δ , а определяющая температура – средняя между поверхностями: $\bar{t} = 0,5(t_{w1} + t_{w2})$.

Пример 14.1. В холодильной камере поддерживается температура -20°C . Потери холода происходят только через потолок, температура которого $t_W = -17^{\circ}\text{C}$. Воздух в камере находится в спокойном состоянии. Определить потери холода через потолок, если размер потолка 5×4 м.

Решение. Определяем критерий Рэлея $Ra = Gr \cdot Pr = \beta \frac{g \cdot l^3}{\nu \alpha} \Delta t$. Определяющей температурой является $\bar{t} = 0,5(t_f + t_W) = 0,5(-20 - 17) = -18,5^{\circ}\text{C}$. По определяющей температуре по таблице А1 приложения А [м2] находим физические параметры воздуха:

$$\lambda_f = 2,30 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; \nu_f = 12,72 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; Pr_f = 0,716; \beta = \frac{1}{T} = \frac{1}{254,25};$$

$$Ra = Gr \cdot Pr = \beta \frac{g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \Delta t \cdot Pr = \frac{9,8 \cdot 4^3 (-20 - (-17))}{(12,72 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 254,25} \cdot 0,716 = 3,27 \cdot 10^{10}.$$

За определяющий размер принимаем наименьший размер в плане $l = 4$ м.

По таблице 14.1 при $(Gr \cdot Pr) = 3,27 \cdot 10^{10}$ принимаем $C = 0,135$ и $n = 0,33$; $(Gr \cdot Pr)_{\text{ср}} = 2 \cdot 10^7 \dots 1 \cdot 10^{12}$.

$$\bar{Nu} = C(Gr \cdot Pr)_{\text{ср}}^n = 0,135(3,27 \cdot 10^{10})^{0,33} = 398,23.$$

Определяем коэффициент теплообмена $\bar{\alpha}$ по формуле $\alpha = \frac{\bar{Nu} \cdot \lambda_f}{l} = \frac{398,23 \cdot 2,3 \cdot 10^{-2}}{4} = 2,29 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$.

Потери холода через потолок

$$\Phi = \alpha \cdot F(t_f + t_W) = 2,29 \cdot (4 \cdot 5)(-20 - (-17)) = -137,4 \text{ Вт}.$$

Пример 14.2. Определить тепловые потери от вертикальных стояков системы отопления. Температура воздуха в помещении $t_f = 20^{\circ}\text{C}$; температура стенок труб $t_W = 80^{\circ}\text{C}$; наружный диаметр труб $d_n = 35$ мм; высота стояка $H = 2,7$ м; число стояков $n = 3$.

Решение. Определяем $(Gr \cdot Pr)$ для воздуха при определяющей температуре $\bar{t} = 0,5(t_f + t_W) = 0,5(20 + 80) = 50^{\circ}\text{C}$. По таблице А1 приложения А [м2] находим физические параметры воздуха:

$$\lambda_f = 2,83 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; \nu_f = 17,95 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; Pr_f = 0,698; \beta = \frac{1}{T} = \frac{1}{323} \text{ К}^{-1};$$

$$\text{Тогда } (Gr \cdot Pr) = \beta \frac{g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \Delta t \cdot Pr = \frac{9,81 \cdot 2,73^3 \cdot 60}{(17,95 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 323} \cdot 0,698 = 7,77 \cdot 10^{10}.$$

Из таблицы 14.1 при $(Gr \cdot Pr) = 7,77 \cdot 10^{10}$ выбираем значения коэффициентов C и n уравнения (14.2)

$$\bar{Nu} = 0,135(7,77 \cdot 10^{10})^{0,33} = 529,87;$$

$$\alpha = \frac{\bar{Nu}_f \cdot \lambda_f}{H} = \frac{529,87 \cdot 2,83 \cdot 10^{-2}}{2,7} = 5,55 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}};$$

$$\Phi = \alpha \cdot F \cdot n(t_W - t_f) = 5,55 \cdot 3,14 \cdot 0,035 \cdot 2,7 \cdot 3(80 - 20) = 296,4 \text{ Вт},$$

где $F = \pi d_H \cdot l \cdot n$ – площадь поверхности теплообмена стояков.

Пример 14.3. Определить эквивалентный коэффициент теплопроводности $\lambda_{\text{ЭКВ}}$ и поверхностную плотность теплового потока между головкой цилиндров двигателя и капотом, если температура головки цилиндров 90°C , стенки капота - 10°C , а среднее расстояние между капотом и головкой цилиндров $\delta = 20$ см.

Решение. Эквивалентный коэффициент теплопроводности $\lambda_{\text{ЭКВ}} = \lambda_f \varepsilon_K$, где λ_f – теплопроводность воздуха, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, определяем по средней температуре воздуха $\bar{t} = 0,5(t_{W_1} + t_{W_2}) = 0,5(90 - 10)$. ε_K – коэффициент конвекции, определяем по формуле (14.1) $\varepsilon_K = 0,18(Gr \cdot Pr)^{0,25}$.

За определяющий размер принимаем расстояние $\delta = 20$ см; за определяющую температуру $\bar{t} = 40^\circ\text{C}$, за температурный напор $\Delta t = t_{W_1} - t_{W_2} = 90 - (-10) = 100^\circ\text{C}$.

По таблице А1 приложения А [м2] находим физические параметры воздуха:

$$\lambda_f = 2,76 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; \nu_f = 16,96 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; Pr_f = 0,699; \beta = \frac{1}{T} = \frac{1}{313} \text{ К}^{-1}.$$

Вычисляем произведение

$$(Gr \cdot Pr) = \frac{9,81 \cdot 0,2^3 \cdot 100}{(16,96 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 313} \cdot 0,699 = 6,09 \cdot 10^7.$$

Коэффициент конвекции $\varepsilon_K = 0,18(6,09 \cdot 10^7)^{0,25} = 15,9$.

Тогда эквивалентный коэффициент теплопроводности

$$\lambda_{\text{ЭКВ}} = \lambda_f \varepsilon_k = 2,76 \cdot 10^{-2} \cdot 15,9 = 0,439 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$$

Поверхностная плотность теплового потока

$$q = \frac{\lambda_{\text{ЭКВ}}}{\delta} (t_{w_1} - t_{w_2}) = \frac{0,439}{0,2} (90 - (-10)) = 219,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$$

Вопросы для самоконтроля

1. За счет чего возникает естественная конвекция?
2. Как рассчитывается подъемная сила $F_{\text{п}}$?
3. Как рассчитывается число Нуссельта для теплообмена при свободном движении в неограниченном пространстве?
4. Какие критерии являются определяющими при теплоотдаче естественной конвекцией?
5. Как определяется эквивалентная теплопроводность? Когда она применяется?
6. Напишите формулу для расчета коэффициента конвекции.
7. Поясните, как происходит теплообмен около вертикальных, горизонтальных поверхностей труб и плит.
8. Напишите формулу, по которой рассчитывается критерий Грасгофа.

ГЛАВА 15. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ АГРЕГАТНОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

15.1 Теплообмен при кипении

Кипением называют процесс парообразования в жидкости, нагретой выше температуры насыщения, характеризуемый возникновением новых свободных поверхностей раздела жидкой и паровой фаз.

Кипение может происходить в объеме жидкости, перегретой выше температуры насыщения t_n (объемное кипение), и на поверхности тела, к которому подводится теплота. Объемное кипение можно осуществить двумя способами: 1) вследствие повышения температуры до температуры кипения при данном давлении; 2) вследствие резкого понижения давления над жидкостью до $p < p_n$ при данной температуре насыщения t_n (тогда оно называется кавитацией – нарушением сплошности внутри жидкости).

Для возникновения кипения необходимы перегрев жидкости относительно температуры насыщения и наличие центров парообразования – мест возникновения зародышей паровой фазы на поверхности нагрева или в объеме жидкости.

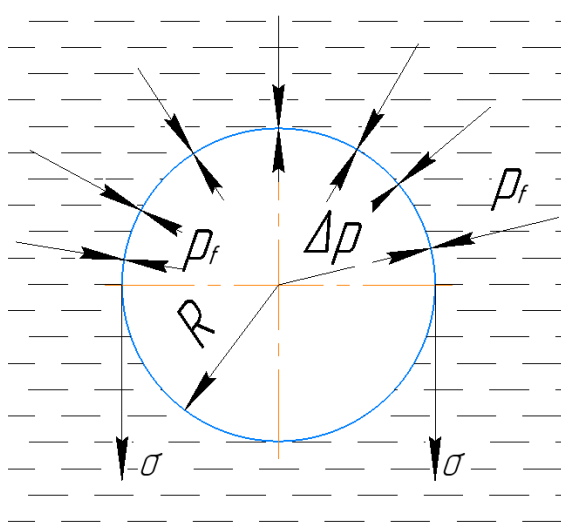


Рис 15.1 Силы, действующие на паровой пузырек в кипящей жидкости

Необходимость перегрева обусловлена тем, что, с одной стороны, пузырек пара должен находиться в тепловом равновесии с окружающей средой, а с другой – иметь большее давление, чтобы уравновесить давление жидкости p_f и силы поверхностного натяжения, сжимающие пузырек подобно упругой оболочке. А если $p_n > p_n$, то $t_n > t_n$, поскольку более высокому давлению насыщенного пара

соответствует более высокая температура. Естественно, что и температура жидкости t_f , внутри которой образуются паровые пузыри, должна быть по меньшей мере равна t_f . Таким образом, температура перегрева жидкости $\Delta t = (t_f - t_n)$ для закипания однозначно определяется давлением Δp , создаваемым силами поверхностного натяжения.

Для определения Δp мысленно разрежем сферический пузырек по диаметру. Заменим действие отброшенной нижней части на верхнюю силой поверхностного натяжения и приравняем ее вертикальной проекцией сил давления (они действуют по полусфере (рис. 15.1)).

$$2\pi R\sigma = (p_f + \Delta p)\pi R^2 - p_f\pi R^2 \quad (15.1)$$

Отсюда получим

$$\Delta p = 3 - 3 = \frac{2\sigma}{R}, \quad (15.2)$$

где R – радиус пузырька, м; $\sigma = \sigma_f$ – поверхностное натяжение на границе раздела между паром и жидкостью, м²/с.

Как видно из формулы (15.2), если $\Delta p \geq 2\sigma R$, паровой пузырек может существовать и развиваться; если $\Delta p < 2\sigma R$, он конденсируется, при этом радиус пузырька становится минимальным или критическим

$$R_{min} = R_{кр} = \frac{2\sigma T_n}{r\rho_n\Delta t}, \quad (15.3)$$

где T_n – температура насыщения жидкости, К; r – теплота парообразования, Дж/кг; ρ_n – плотность сухого насыщенного пара, кг/м³; $\Delta t = t_{н.п} - t_{н.f}$, где $t_{н.п}$ – температура насыщенного пара при давлении пара p_n ; $t_{н.f}$ – температура насыщенной жидкости при p_f .

Критический радиус определяет размеры элементов, которые могут стать центрами парообразования, например, пар из перегретой жидкости образуется на поверхности газовых пузырей, радиус которых больше $R_{кр}$ или в микроуглублениях греющей поверхности с радиусом $R > R_{кр}$ и т. д.

После зарождения паровые пузыри быстро растут, отрываются от поверхностей и всплывают, но небольшие части их остаются на поверхности и служат зародышами следующих пузырей (рис. 15.2 - а).

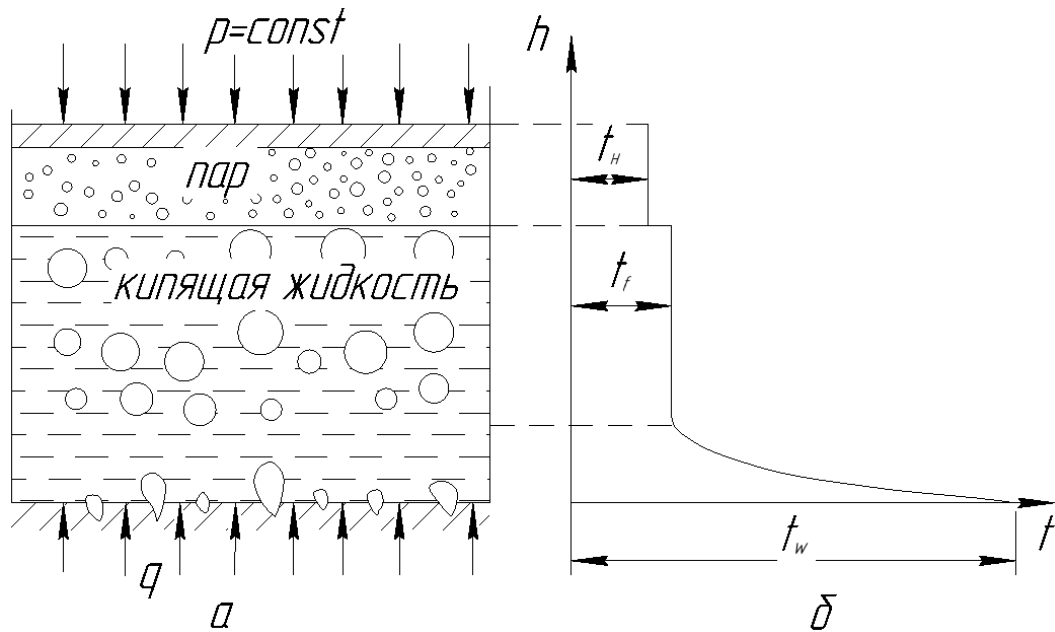


Рис. 15.2 Схема зарождения паровых пузырей в обогреваемой поверхности (а) и распределение температур по высоте сосуда с кипящей жидкостью (б)

Характер распределения температур по высоте сосуда, ко дну которого подводится теплота, представлен на рис. 15.2 - б. Основное изменение температуры от t_w до t_n происходит в тонком пристенном пограничном слое, основная масса жидкости имеет примерно одинаковую температуру t_f , которая несколько выше температуры насыщения t_n , соответствующей давлению p .

Скорость роста пузырька характеризуется величиной $\omega = dR/d\tau$ и зависит от испарения жидкости, которая в свою очередь определяется количеством подводимой теплоты поверхностью нагревателя к кипящей среде q_f .

$$q_f = q_{\text{п}} + q_{\text{ж}} = \frac{\pi D_0^3}{6} z \omega \left(\rho_{\text{п}} r + 0,5 \frac{V_{\text{ж}}}{V_{\text{п}}} c_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} (t_w - t_n) \right), \quad (15.4)$$

где $q_{\text{п}}$ и $q_{\text{ж}}$ – плотности теплового потока, отводимого от поверхности уходящими паровыми пузырьками перегретой жидкостью, D_0 – отрывной диаметр пузырька, м; z – число действующих центров парообразования, $\frac{1}{\text{м}^2}$; ω – средняя частота отрыва пузырьков, с^{-1} ; r – теплота парообразования, Дж/кг; $\rho_{\text{п}}$ и $\rho_{\text{ж}}$ – плотность паровых пузырьков и жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$; $c_{\text{ж}}$ – теплоемкость жидкой фазы, Дж/(кг·К); $V_{\text{п}} = \left(\frac{\pi D_0^3}{6}\right)z\omega$ – объем паровых пузырьков, образующихся на поверхности площадью 1 м^2 в единицу времени, $\text{м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; $V_{\text{ж}}$ – объем жидкой фазы, увлекаемой паром с поверхности площадью 1 м^2 в единицу времени, $\text{м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Отрывной диаметр пузырька D_0 определяется по формуле

$$D_0 = 0,02\theta\sqrt{\sigma/(g(\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}))}, \quad (15.5)$$

где θ – краевой угол смачивания, град; σ – поверхностное натяжение на границе раздела фаз, $\text{м}^2/\text{с}$.

Зависимость между плотностью теплового потока и температурным напором при кипении находят на основании опытных данных. Рассмотрим процесс теплообмена между погруженным в жидкость плоским нагревателем и жидкостью при постоянном давлении и соответствующей ему температуре $t_{\text{н}}$. Обогрев производится конденсирующимся паром, что позволяет изменяя температуру конденсации греющего пара, изменять величину температурного напора Δt , определяющую интенсивность процесса парообразования, а следовательно, и значения плотности теплового потока, подводимого от источника теплоты, а также коэффициента теплообмена.

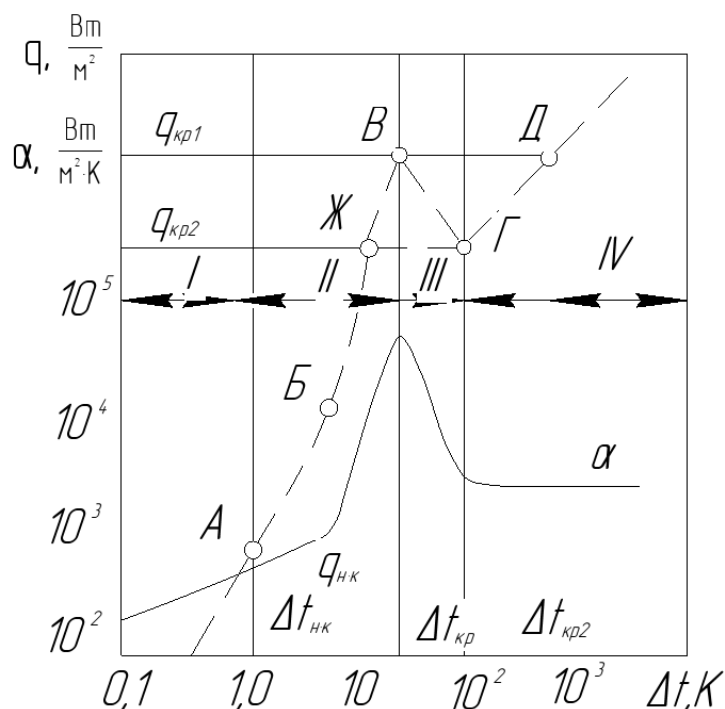


Рис. 15.3 Зависимость плотности теплового потока q и коэффициента теплообмена α от перегрева стенки $\Delta t = (t_f - t_n)$

На рисунке 15.3 приведена зависимость плотности теплового потока q и коэффициента теплообмена α при $p = const$ для случая обогрева стенки конденсирующимся паром.

При малых температурных напорах Δt (участок ОА) имеет место свободная конвекция. Паровые пузырьки отсутствуют. При наличии температурного напора, соответствующего точке А, начинается образование паровых пузырьков (начало кипения). Однако при значениях Δt на участке кривой АБ число паровых пузырьков еще невелико и кипение несет неразвитый характер, и перенос теплоты происходит главным образом в результате конвективного теплообмена.

При дальнейшем увеличении Δt число паровых пузырьков на греющей поверхности возрастает, увеличивается перегрев всей жидкости, что обеспечивает некоторый дополнительный подвод теплоты при их всплытии. Это – режим развитого кипения, при котором основное количество теплоты отводится от поверхности нагрева в результате парообразования (участок БВ на

кривой кипения). В точке В плотность теплового потока и коэффициент теплообмена α достигают максимума при пузырьковом кипении, равного $q_{крf}$ при $\Delta t = \Delta t_{крf}$. Величину $q_{кр1}$ называют первой критической плотностью теплового потока. При дальнейшем увеличении Δt плотность теплового потока уменьшается (участок ВГ кривой кипения). На поверхности нагрева образуются области, покрытые паровой пленкой. Этот режим называется переходным от пузырькового к пленочному, для него характерна приближенная зависимость $q \sim \Delta t^{-1}$. Теплоотдача с ростом Δt в переходном режиме ухудшается, и при $\Delta t = \Delta t_{кр2}$ (точка Г) вся греющая поверхность покрывается паровой пленкой и $q = q_{кр2}$ становится минимальной. Коэффициент теплообмена при достижении пленочного кипения резко падает. Величину $q_{кр2}$ называют второй критической плотностью теплового потока. При $q > q_{кр2}$ начинается устойчивое пленочное кипение.

При дальнейшем повышении $\Delta t > \Delta t_{кр2}$ коэффициент теплообмена α либо остается постоянным, либо несколько уменьшается, а при высоких Δt увеличивается в результате переноса теплоты через паровую пленку путем излучения. Участок ГД – режим устойчивого пленочного кипения, для него характерна $q \sim \Delta t$.

Если в качестве независимой переменной использовать q (например, подвод теплоты от электронагревателя), то на участке естественной конвекции и пузырькового кипения процесс развивается так же, как и при нагреве конденсирующимся паром. Но как только плотность создаваемого на поверхности теплового потока превысит $q_{кр1}$, пузырьковый режим сразу переходит в ламинарный (линия ВД на рис. 15.3). при этом интенсивность теплоотдачи резко падает, а температура греющей поверхности возрастает, что может привести к разрушению греющей поверхности. Для правильного выбора температурных режимов работы аппаратов необходимо знание величин $q_{кр1}$ и $\Delta t_{кр1}$.

Скачкообразный переход от пузырькового кипения к пленочному (линия ВД) называется **первым кризисом кипения**. Если при достигнутом стабильном состоянии пленочного кипения начать уменьшать q , то пленочный режим сохранится до $q_{кр2}$ (точка Г кривой кипения). В точке Г наблюдается скачкообразный переход от пленочного кипения к пузырьковому (линия ГЖ). Этот переход называется **вторым кризисом кипения**.

Значения $q_{кр1}$ могут быть рассчитаны на основе гидродинамической теории кризиса, предложенной Кутателадзе, согласно которой

$$q_{кр1} = Kr \sqrt{\rho_{п}}^4 \sqrt{\sigma g (\rho_{ж} - \rho_{п})}, \quad (15.6)$$

где K – коэффициент. Формулой можно пользоваться с неметаллическими жидкостями при $K = 0,13 \dots 0,16$.

Существует множество эмпирических формул для расчета коэффициента теплообмена α при кипении как неподвижной жидкости, так и жидкости, текущей около греющей поверхности. Приведем для примера формулу Д. А. Лабунцова, которую он получил, предполагая, что теплота от поверхности нагрева к кипящей жидкости переносится путем теплопроводности через тонкий пристеночный слой жидкости

$$\alpha = 0,075 \left(1 + 10 \left(\frac{\rho_{п}}{\rho_{ж} - \rho_{п}} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \left(\frac{\lambda_f^2}{\nu_f \sigma T_{н}} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot q^{\frac{2}{3}}. \quad (15.7)$$

Для случая кипения воды после подстановки величин, характеризующих ее свойства, формула имеет вид

$$\alpha = \frac{3,4 \cdot p^{0,18}}{1 - 0,0045 p} \cdot q^{\frac{2}{3}}, \quad (15.8)$$

где p – давление, бар; q – плотность теплового потока, Вт/м². Формулу можно применять при $p = 1 \dots 200$ бар.

15.2. Теплообмен при конденсации пара

Процесс превращения вещества из парообразного состояния в жидкое при соприкосновении с телом, температура которого ниже температуры насыщения, называется конденсацией. Конденсация может происходить как в объеме пара, так и на охлаждаемой поверхности. Объемная конденсация начинается около разного рода вкраплений в паре, возле пылинок, жидкости, взвешенных кристаллов, являющихся центрами конденсации в переохлажденном (перенасыщенном) паре. Например, выпадение росы из объема влажного воздуха. различают два вида конденсации: капельную и пленочную. При капельной конденсации конденсат не смачивает поверхность и скатывается в виде отдельных капель, например, при загрязнении поверхности маслом или керосином. Пленочная конденсация осуществляется на поверхностях, смачиваемых данной жидкостью. Эффект смачивания обусловлен силами поверхностного натяжения, которые определяют угол смачивания – краевой угол θ . При $\theta < 90^\circ$ конденсат растекается по стенке, а при $\theta > 90^\circ$ собирается в каплю (см. рис. 15.4 – а, б).

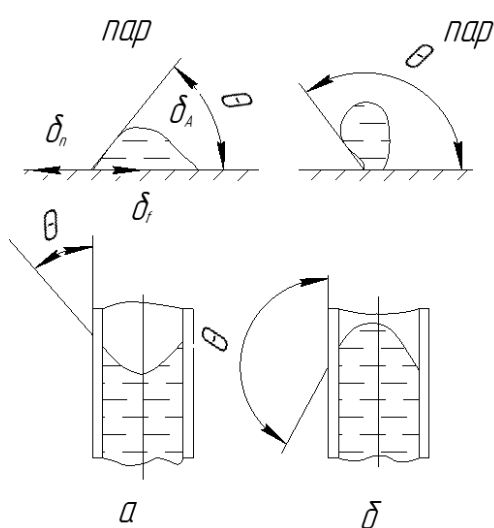


Рис. 15.4 Смачиваемые (а) и несмачиваемые (б) жидкостью поверхности

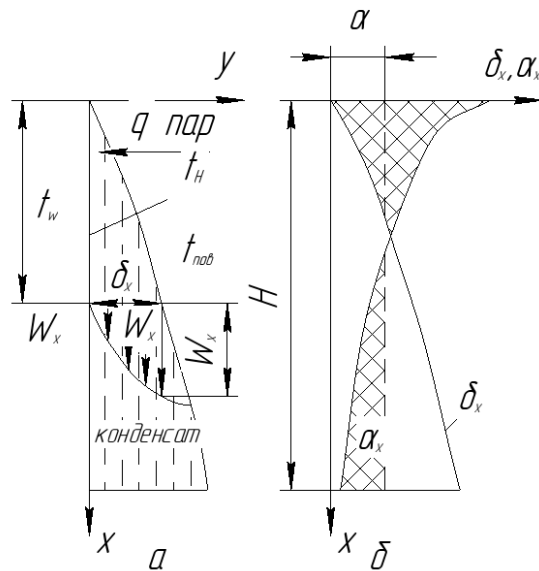


Рис. 15.5 Пленочная конденсация на вертикальной стенке (а) и характер изменения δ_x и α_x по высоте стенки (б)

Заметим, что при капельной конденсации коэффициент теплообмена α в 5...10 раз больше, чем при пленочной. Капельную конденсацию можно получить искусственно с помощью специальных веществ (лиофобизаторов), наносимых на поверхность или вводимых в пар.

Для работы конденсаторов теплоэнергетических, холодильных и криогенных установок характерна пленочная конденсация.

Рассмотрим простейший случай конденсации на вертикальной поверхности (рис. 15.5).

По мере стекания вдоль оси x количество конденсата увеличивается, соответственно возрастает толщина пленки δ и средняя по толщине скорость течения ω_x конденсата. Рассмотрим сечение, находящееся на расстоянии X от начала координат. Обозначим толщину пленки конденсата в этом сечении δ_x , температуру конденсата со стороны стенки считаем равной температуре стенки $t_f = t_W$, со стороны пара равной температуре насыщения $t_{\text{пов}} = t_H$.

В соответствии с законом Фурье плотность теплового потока, который пройдет через пленку от поверхности ее соприкосновения с паром к поверхности соприкосновения со стенкой в сечении X

$$q_x = \left(\frac{\lambda_k}{\delta_f} \right) (t_H - t_W). \quad (15.9)$$

Та же плотность теплового потока, выраженная законом Ньютона-Рихмана,

$$q_x = \alpha_x (t_H - t_W), \quad (15.10)$$

где λ_k – теплопроводность конденсата, Вт/(м·К); α_x – локальный коэффициент теплообмена в сечении X , Вт/(м²·К).

Сопоставляя формулы (15.8) и (15.9) получаем

$$\alpha_x = \frac{\lambda_k}{\delta_x}. \quad (15.11)$$

Каждому сечению X соответствует локальная (местная) толщина пленки и локальный коэффициент теплообмена α_x (см. ур. 15.10), причем с увеличением

расстояния X , толщина пленки δ_x увеличивается, а α_x уменьшается (см. рис. 15.5 - б).

Средний коэффициент теплообмена для стенки высотой H можно найти по формуле

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{H} \int_0^H \alpha_x dx. \quad (15.12)$$

Графическая интерпретация α дана на рис. 15.5 – б. Заштрихованные площади должны быть равны между собой.

Теоретический анализ, проверенный Нуссельтом в 1916 году процесса пленочной конденсации при ламинарном режиме течения конденсата $Re_{\text{пл}} = \bar{\omega}_k \delta_k / \nu_k$ дает формулу для приближенного расчета толщины пленки

$$\delta_x = \sqrt[4]{\frac{4\lambda_k \mu_k (t_H - t_w) x}{r \rho_k^2 g}}, \quad (15.13)$$

где μ_k – динамическая вязкость конденсата, Па·с; ρ_k – плотность конденсата, кг/м³; r – теплота конденсации пара, равная теплоте парообразования, кДж/кг; $g = 9,81$ м/с² – ускорение свободного падения; X – расстояние от верхней кромки стенки до места определения толщины пленки δ_x , м.

Если в уравнение (15.10) вместо δ_x подставим его значение из (15.12), то получим

$$\alpha_x = \frac{\lambda_k}{\delta_x} = \sqrt[4]{\frac{r \rho_k^2 \lambda_k^3 g}{4 \mu_k (t_H - t_w) x}}. \quad (15.13)$$

Средний коэффициент теплообмена $\bar{\alpha}$ по (15.11)

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{H} \int_0^H \alpha_x dx = 0,943 \sqrt{\frac{r \rho_k^2 g \lambda_k^3}{\mu_k (t_H - t_w) H}}. \quad (15.14)$$

Опытные значения $\bar{\alpha}$ при конденсации на вертикальных стенах и трубах оказываются более высокими, чем вычисленные по формуле Нуссельта (15.14). П. Л. Капица показал, что в действительности течение пленки конденсата имеет волновой характер и средний коэффициент теплообмена примерно на 22% выше, чем при ламинарном течении, т.е. $\bar{\alpha} = 1,22\alpha_0$, где α_0 определяется по уравнению (15.14).

Обычно при расчетах $\bar{\alpha}$ конденсации пара на вертикальных стенах и трубах при $7 < Re_{\kappa} < 400$ пользуются формулой

$$\bar{\alpha} = 1,15 \sqrt[4]{\frac{rg\rho_{\kappa}\lambda_{\kappa}^3}{\nu_{\kappa}\Delta tH}}, \quad (15.15)$$

где ν_{κ} – кинематическая вязкость конденсата, m^2/c ; $\Delta t = (t_{\text{н}} - t_w)$.

На рисунке 15.6 схематично показана пленочная конденсация на горизонтальной трубе. Коэффициент теплообмена при конденсации на поверхности, наклоненной под углом φ к вертикальной поверхности можно считать по формуле

$$\alpha_{\varphi} = \alpha_{\text{вер}} \sqrt[4]{\cos \varphi} = \alpha_{\text{вер}} \sqrt[4]{\sin \psi}, \quad (15.16)$$

ψ – угол наклона рассматриваемого плоского элемента к горизонту.

Учитывая, что при конденсации по трубе ψ изменяется от 0 до 180°, Нуссельт получил формулу для среднего коэффициента теплообмена при конденсации на горизонтальной трубе

$$\bar{\alpha} = 0,728 \sqrt[4]{\frac{rg\rho_{\kappa}^2\lambda_{\kappa}^3}{\mu_{\kappa}\Delta td}} = 0,728 \sqrt[4]{\frac{rg\rho_{\kappa}\lambda_{\kappa}^3}{\nu_{\kappa}\Delta td}}, \quad (15.17)$$

где d – наружный диаметр трубы, м.

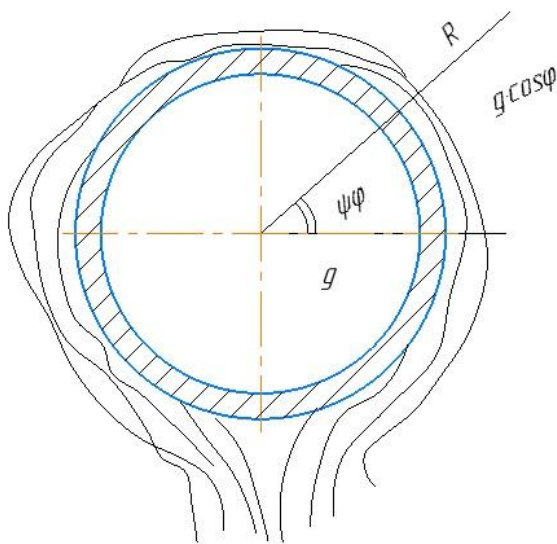


Рис. 15.6 Схема пленочной конденсации на горизонтальной трубе

Полученные уравнения (15.14), (15.15), (15.17) справедливы для любой жидкости. Входящие в них величины ρ_{κ} , λ_{κ} , μ_{κ} и ν_{κ} необходимо находить по температуре насыщения $t_{\text{н}}$, а для учета или изменения свойств конденсата у стенки при его охлаждении правые части уравнений (15.13...15.17) умножить на поправочный коэффициент

$$\varepsilon_t = \left(\left(\frac{\lambda_w}{\lambda_{\kappa}} \right)^3 \left(\frac{\mu_{\kappa}}{\mu_w} \right) \right)^{1/8}.$$

Коэффициент теплообмена α можно определить из критериального уравнения вида

$$Nu = C(KGaPr)^{0,25}, \quad (15.18)$$

где $K = r/c_p \Delta t$ – критерий фазового перехода; $Ga = \frac{gl^3}{\nu^2}$ – критерий Галилея;

$Pr = \nu/a$ – критерий Прандтля.

Для вертикальной стенки и трубы $C = 0,943$; $l_0 = H$; для горизонтальной трубы $C = 0,728$; $l_0 = d$.

При конденсации неподвижного пара на вертикальной стенке или трубе режим движения может быть

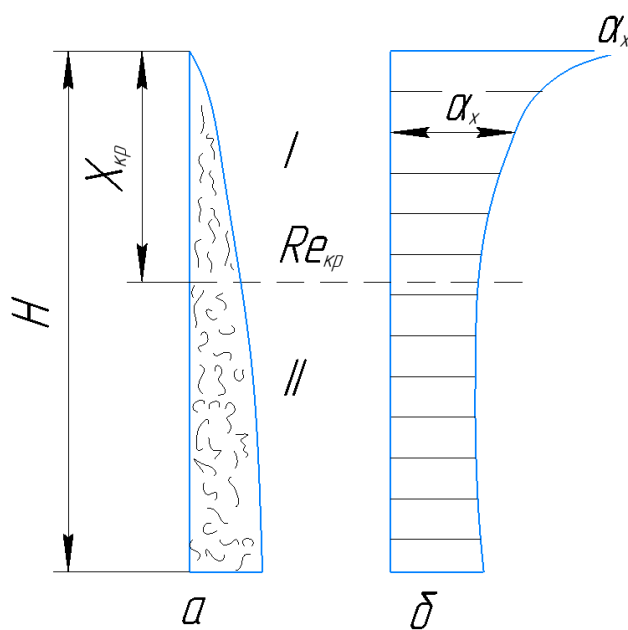


Рис. 15.7 Конденсация пара на вертикальной стенке большой высоты: а – режим течения пленки I – ламинарно-волновое; II – турбулентное; б – изменение α_x по высоте

ламинарно-волновым, либо ламинарно-волновым в верхней и турбулентным в нижней части стенки (трубы) (рис.15.7).

Критическому числу Рейнольдса для пленки, которое может быть принято равным

$Re_{кр} = 400$, соответствует определенная высота $x_{кр}$, при которой происходит переход от ламинарного движения в турбулентное

$$x_{кр} = 1,08 \frac{\nu_k^{5/3} \rho_k r}{g^{1/3} \lambda_k \Delta t} Re_{кр}^{4/3} = 0,506 \frac{\nu_k^{5/3} \rho_k r}{\lambda_k \Delta t} Re_{кр}^{4/3}. \quad (15.19)$$

При высоте трубы или стенки $H > x_{кр}$ в верхней части на участке от $x = 0$ до $x = x_{кр}$ имеет место ламинарно-волновое, на участке от $x = x_{кр}$ до $x = H$ – турбулентное, а в целом на поверхности H – смешанный режим течения пленки конденсата.

Для смешанного режима движения пленки конденсата расчет коэффициента теплообмена можно осуществить с помощью следующего уравнения подобия:

$$\frac{\alpha \cdot l_{\text{д}}}{\lambda_{\text{к}}} = \frac{400}{Z} \left(1 + 0,625 \text{Pr}^{0,5} \left(\frac{Z}{Z_{\text{кр}}}\right)^{0,5} - 1\right)^{4/3}, \quad (15.20)$$

где $Z = \frac{\lambda_{\text{к}} \Delta t H}{r \mu l_{\text{д}}} = \left(\frac{\lambda_{\text{к}} \Delta t H}{r \rho_{\text{к}} \nu_{\text{к}}}\right) \left(\frac{g}{\nu_{\text{к}}^2}\right)^{1/3}$ – приведенная высота стенки; $l_{\text{д}} = (\nu_{\text{к}}^2/g)^{1/3}$ – характерный размер, м; $Z_{\text{кр}} = 2300$ – критическое значение приведенной высоты.

Определяющими величинами являются критерий Прандтля Pr и приведенная высота Z ; определяемой величиной число Нуссельта $Nu = \frac{\alpha \cdot l_{\text{д}}}{\lambda_{\text{к}}}$.
Определяющей температурой является температура насыщения $t_{\text{н}}$.

При $Re > Re_{\text{кр}}$, когда на большей части поверхности пленка движется турбулентно

$$\frac{\alpha \cdot l_{\text{д}}}{\lambda_{\text{к}}} = 0,017 Re^{0,25} Pr^{0,5}. \quad (15.21)$$

При конденсации на горизонтальных трубах небольшого диаметра волновое течение не успевает развиваться, и средний коэффициент теплообмена $\bar{\alpha}$ рассчитывается по формуле (15.17). Поправку на волновое движение $\varepsilon_{\text{в}} = (Re)^{0,4}$ нужно вводить при диаметре трубы $d > (\sigma/\rho_{\text{к}}g)^{0,5}$.

При конденсации пара на пучке горизонтальных рядов труб средний коэффициент теплоотдачи от всего пучка ниже, чем от одиночной трубы, поскольку толщина пленки на нижних рядах труб увеличивается за счет стекания его с верхних труб. Исходя из такой модели, Нуссельтом получено уравнение для расчета среднего коэффициента теплоотдачи пучка

$$\bar{\alpha}_{\text{пуч}} = 0,728^4 \sqrt{\frac{gr \rho_{\text{к}}^2 \lambda_{\text{к}}^3}{\mu_{\text{к}} \Delta t n d}} = 0,728^4 \sqrt{\frac{gr \rho_{\text{к}} \lambda_{\text{к}}^3}{\nu_{\text{к}} \Delta t n d}}, \quad (15.22)$$

где n – число труб в вертикальном ряду.

Уравнение (15.22) можно представить в виде

$$\bar{\alpha}_{\text{пуч}} = \bar{\alpha}_0 \bar{\varepsilon}_n, \quad (15.23)$$

где $\bar{\alpha}_0$ – средний коэффициент теплообмена, рассчитанный по формуле (15.17); $\bar{\varepsilon}_n = n^{-1/6}$ – коэффициент, учитывающий влияние числа рядов на теплообмен при конденсации в пучке; n – среднее число горизонтальных рядов труб в пучке.

Средний коэффициент теплообмена при конденсации на пучке ребристых труб

$$\bar{\alpha}_{\text{пуч}} = \bar{\alpha}_0 \varepsilon_p \cdot \bar{\varepsilon}_n = \alpha_0 \varepsilon_p \cdot n^{-1/6}, \quad (15.24)$$

где ε_p – коэффициент оребрения, определяемый формулой

$$\varepsilon_p = 1,1 \left(\frac{F_B}{F_{\text{оп}}} \right) E_p^{0,75} \left(\frac{d_H}{h_p} \right)^{0,25} + \left(\frac{F_2}{F_{\text{оп}}} \right), \quad (15.25)$$

где $F_B = 0,5\pi(D_p^2 - d_H^2)/F_p$ – площадь вертикальной поверхности ребра, м²; $F_2 = \pi d_H \left(1 - \frac{\delta_0}{\delta_p} \right) + \pi D_p \delta_T / F_p$ – площадь горизонтальной поверхности межреберных участков трубы и торцов ребра, м²; δ_0 и δ_T – толщина ребра в основании и в торце; $h_p = \pi/4((D_p^2 - d_H^2)/D_p)$ – эффективная высота ребра, м; E_p – коэффициент эффективности ребра, зависит от геометрии и материала ребра и условий теплообмена.

Для плоского ребра величину E_p рассчитывают по формуле

$$E_p = \frac{th(mh')}{mh'}, \quad (15.26)$$

где $th(mh') = (e^{mh} - e^{-mh}) / (e^{mh} + e^{-mh})$ – гиперболический тангенс по аргументу mh ; $m = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda_p \delta_p}}$ – вспомогательная величина; h и δ_p – высота и толщина ребра, м; λ_p – теплопроводность ребра, Вт/(м·К). В зависимости от mh величина E_p принимает значения

Таблица 15.1 Зависимость E_p от величины mh

mh	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0
E_p	1	0,997	0,987	0,971	0,920	0,901	0,895	0,830	0,762
mh	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
E_p	0,695	0,32	0,576	0,525	0,482	0,394	0,332	0,285	0,250

Для круглых, квадратных и пластинчатых труб постоянной толщины E_p находят по формуле

$$E_p = \left(\frac{th(mh')}{mh'} \right); mh' = h' / 2Bi, \quad (15.27)$$

где $Bi = \alpha \delta_p / \lambda_p$ – критерий Био; h' – приведенная высота ребра, м.

Приведенная высота ребра рассчитывается:

для круглых ребер:

$$h' = h \left(1 + 0,805 \lg \frac{D_p}{d_H} \right), \quad (15.28)$$

где $h = 0,5(D_p - d_H)$ – высота ребра, м; D_p – диаметр ребра, м; d_H – наружный диаметр трубы, м;

прямоугольник ребра со сторонами a и b , $a > b$:

$$h' = 0,5d_H \left(1,28 \frac{b}{d_H} \sqrt{\frac{a}{b} - 0,2} - 1 \right) \left(1 + 0,805 \lg \left(\frac{a}{b} \sqrt{\frac{a}{b} - 0,2} \right) \right); \quad (15.29)$$

при $a = b$

$$h' = 0,5d_H \left(1,15 \frac{b}{d_H} - 1 \right) \left(1 + 0,805 \lg \left(1,15 \frac{b}{d_H} \right) \right); \quad (15.30)$$

пластинчатые ребра:

коридорный пучок труб рассчитывается по формулам (15.29), (15.30);

шахматный пучок при $a > b$:

$$h' = 0,5d_H \left(1,27 \frac{b}{d_H} \sqrt{\frac{a}{b} - 0,3} - 1 \right) \left(1 + 0,805 \lg \left(1,27 \frac{b}{d_H} \sqrt{\frac{a}{b} - 0,3} \right) \right); \quad (15.31)$$

при $a = b$:

$$h' = 0,5d_H \left(1,065 \frac{b}{d_H} - 1 \right) \left(1 + 0,805 \lg \left(1,065 \frac{b}{d_H} \right) \right). \quad (15.32)$$

Теплообмен при конденсации пара внутри трубы является более сложным сравнительно с рассмотренными ранее случаями. Здесь имеет место направленное движение пара, скорость которого переменна по длине $\omega_{п.вх} > \omega_{п.вых}$. При малых скоростях пара и плотности теплового потока конденсат, образующийся на верхней части сечения трубы, стекает в виде пленки по ее внутренней поверхности в нижнюю часть сечения, образуя донный конденсат.

Схема пленочной конденсации внутри трубы при ламинарном течении пленки представлена на рис. 15.8.

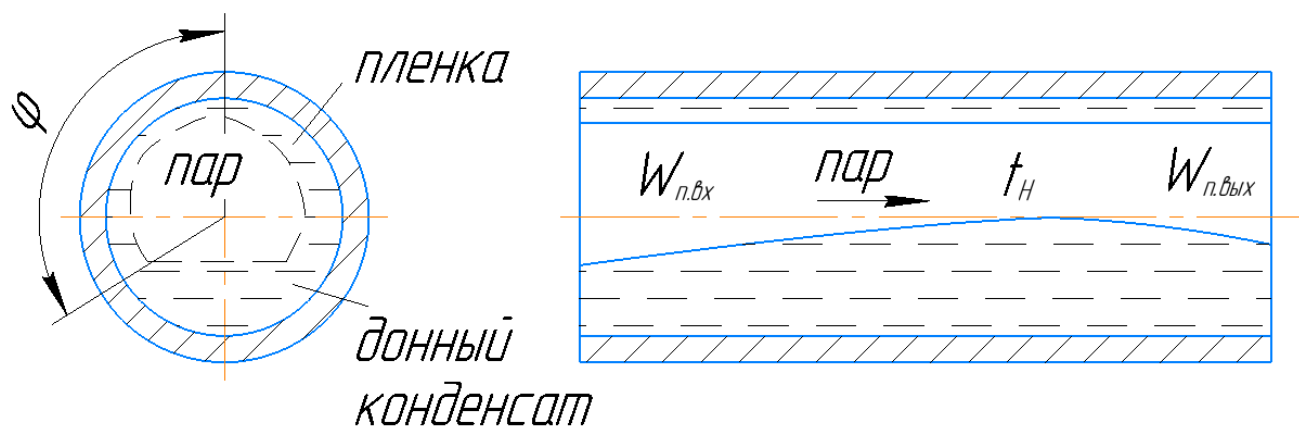


Рис. 15.8 Конденсация пара внутри горизонтальной трубы при ламинарном течении пленки

Глубина жидкости по длине трубы (в ручье) увеличивается, на участке вытекания из трубы – падает. На выходе из прямой трубы при полной конденсации $\omega_{п.вых} \rightarrow 0$. Соотношение между площадью поверхности, на которой происходит конденсация и образуется пленка, и площадью поверхности, занятой донным конденсатом, определяется величиной пленочного угла φ , измеряемого от вертикальной оси сечения трубы до пересечения пленки с поверхностью ручья (данного конденсата) (см. рис. 15.8).

Значение φ зависит от свойств жидкости, температурного напора, диаметра трубы и выходных условий и незначительно меняется по длине трубы, если скорость конденсации по длине трубы постоянна и сток жидкости на выходе свободен. $\varphi = 110 \dots 130^\circ$ для жидкостей с $Pr_f \geq 1$. Средний коэффициент теплообмена $\bar{\alpha}_\varphi$ при данном поперечном сечении трубы, отнесенной к поверхности можно определить по формуле

$$\bar{\alpha}_\varphi = \alpha_0 \cdot \varepsilon_\varphi, \quad (15.33)$$

где α_0 определяется по уравнению (15.17), в которое вместо d подставляют $d_{вн}$; ε_φ – коэффициент, учитывающий влияние пленочного угла (для $\varphi = 120^\circ$ $\varepsilon_\varphi = 1,15$).

Средний коэффициент теплоотдачи для данного сечения трубы

$$\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_\varphi \frac{\varphi}{\pi}. \quad (15.34)$$

Средний коэффициент теплообмена $\bar{\alpha}_l$ для трубы длиной l при конденсации в трубах с относительным наклоном оси трубы к горизонту (0,002) при $\varphi = 120^\circ$ и $Pr \geq 1$ имеет вид

$$\bar{\alpha}_l = 0,56 \sqrt[4]{\frac{gr \rho_k \lambda_k^3}{\nu_k \Delta t d_{вн}}}. \quad (15.35)$$

По данным ЛТХИП для расчета $\bar{\alpha}_l$ при конденсации R12, R22, R142 в медных трубах при $(GaPrK) = 2,5 \cdot 10^{10} \dots 1,2 \cdot 10^{12}$ можно применить уравнение

$$\bar{Nu}_k = 0,68(GaPrK)^{0,25} = 0,945\alpha_0. \quad (15.36)$$

При конденсации R12, R22, R502 и аммиака в горизонтальной стальной трубе с внутренним диаметром $d_{вн} = 14$ и 21 мм при $\frac{l}{d} = 50 \dots 200$, $q = 1 \dots 36$ кВт/м² и $t = 30 \dots 50^\circ\text{C}$ можно пользоваться формулой Ю. Н. Ширяева

$$\bar{Nu}_k = 0,21(GaPrK)^{0,25} We^{-0,25}, \quad (15.37)$$

где $We = g\rho_k/d_{вн}^2$ – число Вебера, учитывающее влияние капиллярных сил, действующих на пленку конденсата.

Пример 15.1. Определить критическую плотность теплового потока, коэффициент теплообмена, температурный напор и температуру стенки котла, вырабатывающего водяной пар с давлением 0,476 МПа.

Решение. По давлению насыщенного пара 0,476 МПа по таблице А4 приложения А [м1] находим параметры сухого насыщенного пара на линии насыщения $\rho'' = 2,547$ кг/м³; $r = 2114,3$ КДж/кг. По таблице А5 – физические параметры воды на линии насыщения: $\rho' = 917$ кг/м³;

$$\lambda'_f = 0,684 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; \nu = 0,203 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; \sigma = 486,6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Н}}{\text{м}}; t_H = 150^\circ\text{C}.$$

По формуле (15.6) рассчитываем $q_{кр1} = Kr \sqrt{\rho''^4 \sqrt{\sigma' g (\rho' - \rho'')}} = 0,15 \cdot 2114,3 \cdot 10^3 \sqrt{2,547^4 \sqrt{486,6 \cdot 10^{-4} \cdot 9,81(917 - 2,547)}} = 1,744 \cdot 10^6$ Вт/м².

По формуле (15.8) рассчитываем $\alpha_{кр1}$

$$\alpha_{\text{кр1}} = \frac{3,4 \cdot p^{0,18}}{1 - 0,0045p} \cdot q^{\frac{2}{3}} = \frac{3,4 \cdot 4,76^{0,18}}{1 - 0,0045 \cdot 4,76} \cdot (1,744 \cdot 10^6)^{\frac{2}{3}} = 69975,2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$$

Из уравнения Ньютона-Рихмана находим $\Delta t_{\text{кр1}}$

$$\Delta t_{\text{кр1}} = \frac{q_{\text{кр1}}}{\alpha_{\text{кр1}}} = \frac{1,744 \cdot 10^6}{69975,2} = 24,92 \text{ К},$$

температура стенки котла $t_W = \Delta t_{\text{кр1}} + t_n = 24,92 + 150 = 174,92^\circ\text{С}$.

Пример 15.2. Вода под давлением 0,618 МПа движется в кипятильных трубках котла с внутренним диаметром 32 мм со скоростью 0,5 м/с. Определить коэффициент теплообмена от стенки к кипящей воде, если температура поверхности нагрева трубы 172°С , $\frac{l}{d_{\text{вн}}} = 50$.

Решение. Определяем теплофизические параметры воды на линии насыщения по приложению А таблицы А5 [м1] при $p = 0,618$ МПа: $t_n = 160^\circ\text{С}$; $\lambda_f = 0,681 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; $\nu_f = 0,191 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; $Pr_f = 1,1$; при температуре $t_c = 170^\circ\text{С}$ $Pr_f = 1,05$.

Коэффициент теплообмена для однофазной жидкости

$$\bar{\alpha} = \bar{Nu}_f \cdot \frac{\lambda_f}{d_{\text{вн}}},$$

где $\bar{Nu}_f = 0,021 Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_W}\right)^{0,25} \cdot \varepsilon_l$.

$$\text{Определяем число Рейнольдса } Re_f = \frac{\bar{w} \cdot d_{\text{вн}}}{\nu_f} = \frac{0,5 \cdot 0,032}{0,191 \cdot 10^{-6}} = 83769$$

$$\text{тогда } \bar{Nu}_f = 0,021 \cdot 83769^{0,8} \cdot 1,1^{0,43} \left(\frac{1,1}{1,05}\right)^{0,25} \cdot 1 = 191,75$$

$$\text{следовательно } \bar{\alpha} = \frac{191,75 \cdot 0,681}{0,032} = 4080,8 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Пример 15.3. В горизонтальном кожухотрубном испарителе холодильной машины хладон R22 кипит в стекающей по наружной поверхности труб пленке. Определить коэффициент теплообмена α и температуру пленки, плотность теплового потока $q = 17000 \text{ Вт}/\text{м}^2$, температура насыщения (-20°С).

Решение. При заданной температуре насыщения (-20°С) определяем физические параметры хладона R22 по таблице А10 приложения А [м2]: $r =$

$$220,94 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}; \rho' = 1350 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}; \rho'' = 10,760 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}; \lambda_f = 0,1035 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}; \sigma = 152 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Н}}{\text{м}}; \nu_f = 0,218 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}.$$

По формуле (15.7) находим $\alpha = 0,075 \left(1 + 10 \left(\frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \left(\frac{\lambda_f^2}{\nu_f \sigma T_H} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot q^{\frac{2}{3}} =$

$$0,075 \left(1 + 10 \left(\frac{10,760}{1350 - 10,760} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \left(\frac{0,1035^2}{0,218 \cdot 10^{-6} \cdot 152 \cdot 10^{-4} \cdot (273 - 20)} \right)^{0,33} \cdot 17000^{0,67} =$$

$$1547,46 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Считаем, что температура пленки приблизительно равна температуре стенки. По закону Ньютона-Рихмана $q = \alpha(t_W - t_H)$; $17000 = 1547,46 \Delta t$; $\Delta t = \frac{17000}{1547,46} = 10,986^\circ\text{C}$; $\Delta t = t_W - t_H$; $t_W = \Delta t + t_H = 10,986 + (-20) = -9,01^\circ\text{C}$.

Пример 15.4. На поверхности вертикальной трубы диаметром 20 мм и высотой 3 м происходит пленочная конденсация сухого насыщенного водяного пара. Давление пара $p = 361$ МПа. Температура поверхности трубы $t = 20^\circ\text{C}$.

Определить значение линейного коэффициента теплоотдачи на расстоянии $x = 2$ м от верхнего конца трубы и массу конденсата, если течение пленки конденсата ламинарное по всей высоте трубы.

Решение. Определяем физические параметры конденсата при давлении $p = 361$ МПа по таблице А5 приложения А [М2]: $\rho' = 926,1 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; $t_H = 140^\circ\text{C}$; $\lambda_K = 0,685 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; $\mu_K = 201,1 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$; $\mu_W = 1004 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$; $\nu_K = 0,217 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; $\sigma = 507,2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Н}}{\text{м}}$; $\lambda_W = 0,597 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$. По таблице А4 находим $r = 21545,0 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$; $\rho'' = 1,966 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

По формуле (15.13) $\alpha_x = \sqrt[4]{\frac{r \rho_K^2 \lambda_K^3 g}{4 \mu_K (t_H - t_W) x}} \cdot \varepsilon_t = 0,943 \sqrt[4]{\frac{r \rho_K \lambda_K^3 g}{\nu_K \Delta t x}} \cdot \varepsilon_t =$

$$0,943 \sqrt[4]{\frac{21545 \cdot 10^{-6} \cdot 926,1^2 \cdot 0,685^3 \cdot 9,81}{0,217 \cdot 10^{-6} (140 - 20) \cdot 2}} \left(\left(\frac{1004 \cdot 10^{-6}}{201,1 \cdot 10^{-6}} \right) \left(\frac{0,685}{0,597} \right)^3 \right)^{\frac{1}{8}} = 54,528 \cdot 1,287 =$$

$$70,148 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Количество пара, которое конденсируется на поверхности трубы высотой 2 м

$$m_t = \frac{\pi dx dx \Delta t}{r} = \frac{3,14 \cdot 0,02 \cdot 2 \cdot 120 \cdot 70,148}{2154} = 0,491 \frac{\text{кг}}{\text{с}}$$

Пример 15.5. В горизонтальном кожухообразном теплообменном аппарате на наружной поверхности труб происходит пленочная конденсация сухого насыщенного пара при давлении насыщения 0,00421 МПа. Наружный диаметр труб 20 мм. Температура поверхности стенки 20°C.

Определить коэффициент теплоотдачи от конденсирующего пара к поверхности стенки труб, расположенных в первом, третьем и шестом рядах по вертикали коридорного пучка.

Решение. По приложению 4 [Б.1] при давлении насыщения $p_n = 0,00421$ МПа определяем температуру насыщения $t_n = 30^\circ\text{C}$; $r = 2430 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$. При средней температуре $\bar{t} = 0,5(30 + 20) = 25^\circ\text{C}$ находим физические параметры пара и конденсата: $\lambda_k = 0,609 \frac{\text{Вт}}{\text{м}\cdot\text{К}}$; $\mu_k = 0,902 \cdot 10^{-3} \text{Па}\cdot\text{с}$; $\rho_k = 997 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Для первого ряда пучка труб средний коэффициент теплообмена $\bar{\alpha}$ определяем по формуле (15.17)

$$\bar{\alpha}_0 = 0,728 \sqrt[4]{\frac{r g \rho_k^2 \lambda_k^3}{\mu_k \Delta t d}} = 0,728 \sqrt[4]{\frac{2430 \cdot 10^3 \cdot 9,81 \cdot 997^2 \cdot 0,609^3}{0,902 \cdot 10^{-3} (30 - 20) \cdot 0,02}} = 9533 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$$

По формуле (15.23) определяем средний коэффициент теплообмена в третьем и шестом рядах пучка

$$\bar{\alpha}_{\text{пуч}}^{\text{III}} = \bar{\alpha}_p \cdot \bar{\varepsilon}_n = \bar{\alpha}_0 \cdot n^{-\frac{1}{6}} = 9533 \cdot 3^{-0,67} = 7951,7 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$$

$$\bar{\alpha}_{\text{пуч}}^{\text{VI}} = \bar{\alpha}_0 \cdot n^{-\frac{1}{6}} = 9533 \cdot 6^{-0,67} = 7082,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$$

Пример 15.6. В горизонтальном кожухотрубном конденсаторе, трубы которого имеют наружное оребрение, происходит конденсация сухого насыщенного пара хладагента R113. Температура насыщения 30°C, средняя температура поверхности ребер и межреберных участков 27°C. Ребра выполнены из меди круглыми, толщиной

$\delta_k = 2\text{мм}$, шаг ребер $\delta_p = 4\text{мм}$. Диаметр трубы $d_H = 20\text{мм}$, диаметр ребер $D_p = 30\text{мм}$. Число рядов труб по вертикали $n = 8$. Определить средний коэффициент теплообмена пучка труб $\bar{\alpha}_{\text{пуч}}$.

Решение. Средний коэффициент теплообмена при конденсации на пучке ребристых труб определяется по формуле (15.24)

$$\bar{\alpha}_{\text{пр}} = \alpha_0 \varepsilon_p \cdot n^{-1/6},$$

$$\text{где } \bar{\alpha}_0 = 0,728^4 \sqrt{\frac{rg\rho_k^2\lambda_k^3}{\nu_k(t_H-t_H)d_H}} = 0,728^4 \sqrt{\frac{0,0703^3 \cdot 9,81 \cdot 152150 \cdot 1563}{0,491 \cdot 10^{-6} (30-27) \cdot 0,020}} = 3406,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Теплофизические свойства хладона определяем по приложению А таблицы А11 [М2] при средней температуре $\bar{t}_k = 0,5(30 + 27) = 28,5^\circ\text{С}$: $\lambda_k = 0,0703 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; $\rho_k = 1563 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; $\nu_k = 0,401 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$. $r = 152,15 \text{кДж/кг}$ – определяем при температуре насыщения $t_H = 30^\circ\text{С}$.

ε_p – коэффициент оребрения, определяется по формуле (15.25)

$$\varepsilon_p = 1,1 \left(\frac{F_B}{F_{\text{оп}}} \right) E_p^{0,75} \left(\frac{d_H}{h_p} \right)^{0,25} + \left(\frac{F_2}{F_{\text{оп}}} \right),$$

$$\text{где } F_B = \frac{0,5\pi(D_p^2 - d_H^2)}{F_p} = 0,5 \cdot \frac{3,14(0,03^2 - 0,02^2)}{0,004} = 0,1962 \text{ м}^2;$$

$$F_2 = \pi d_H \left(1 - \frac{\delta_0}{\delta_p} \right) + \frac{\pi D_p \delta_\tau}{F_p} = 3,14 \cdot 0,02 \left(1 - \frac{2}{4} \right) + 3,14 \cdot 0,03 \cdot \frac{2}{4} = 0,0875 \text{ м}^2;$$

$$F_{\text{оп}} = F_B + F_2 = 0,1962 + 0,00785 = 0,2747 \text{ м}^2;$$

$$E_p = \frac{th(mh')}{mh'}, \quad \text{где } h' = h \left(1 + 0,805 \lg \frac{D_p}{d_H} \right) = \frac{D_p - d_H}{2} \left(1 + 0,805 \lg \frac{D_p}{d_H} \right) = \frac{30-20}{2} \left(1 + 0,805 \lg \frac{30}{20} \right) = 5,142 \text{ м}.$$

Определяем mh' для круглых ребер по формуле (15.27)

$$mh' = \frac{h'}{2Bi} = \frac{h'}{2 \left(\frac{\bar{\alpha}_0 \delta_p}{\lambda_p} \right)} = \frac{0,005142}{2 \left(\frac{1406,1 \cdot 0,002}{390} \right)} = 0,294.$$

$$th(mh') = \frac{(e^{mh} - e^{-mh})}{e^{mh} + e^{-mh}} = \frac{(e^{0,286} - e^{-0,286})}{e^{0,286} + e^{-0,286}} = 0,278,$$

где $m = \frac{0,294}{0,005142} = 57,17$. $mh = 57,17 \cdot 0,005 = 0,286$.

$$\text{Находим } E_p = \frac{th(mh')}{mh'} = \frac{0,278}{0,294} = 0,945.$$

Коэффициент оребрения ε_p будет равен

$$\varepsilon_p = 1,1 \left(\frac{0,1962}{0,2747} \right) \cdot 0,945^{0,75} \left(\frac{0,02}{0,005142} \right)^{0,25} + \left(\frac{0,0785}{0,2747} \right) = 1,328$$

Коэффициент теплоотдачи пучка при $n = 8$

$$\bar{\alpha}_{np} = \alpha_0 \varepsilon_p \cdot n^{-0,167} = 3406,1 \cdot 1,328 \cdot 8^{-0,167} = 3196,16 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$$

Пример 15.7. Во внутренней горизонтальной трубе кожухотрубного аппарата осуществляется конденсация насыщенного пара аммиака при давлении насыщения $11,690 \cdot 10^2 \text{ кПа}$. Стальные трубы диаметром $d_{\text{вн}} = 21 \text{ мм}$ длиной 1 м. Определить температуру поверхности стенки трубы, если плотность теплового потока, отводимого от паров аммиака 1200 Вт/м^2 .

Решение. Определяем теплофизические параметры паров и конденсата аммиака при $p_{\text{н}} = 11,690 \cdot 10^2 \text{ кПа}$ по таблицам А12 и А13 приложения А [М2]. $t_{\text{н}} = 30^\circ\text{C}$; $\rho' = 595,2 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; $\rho'' = 10,760 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; $r = 220,94 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$; $\lambda_{\text{к}} = 0,0703 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; $\nu_{\text{к}} = 0,401 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$; $\sigma = 23,4 \cdot 10^{-4}$.

Средний коэффициент теплоотдачи, отнесенный к полной поверхности трубы можно рассчитать по формуле

$$\bar{\alpha}_T = 0,21 \bar{\alpha}_0 We^{0,25}.$$

$$\bar{\alpha}_0 = 0,728 \sqrt[4]{\frac{rg\rho_{\text{к}}^2\lambda_{\text{к}}^3}{\nu_{\text{к}}\Delta t d_{\text{вн}}}} = 0,728 \sqrt[4]{\frac{0,474^3 \cdot 595,2 \cdot 1150 \cdot 9,81}{0,230 \cdot 10^{-6} \Delta t \cdot 0,021}} = 14280/\Delta t^{0,25}$$

$$We = \frac{\sigma_{\text{к}}}{g(\rho' - \rho'')d_{\text{вн}}^2} = \frac{23,4 \cdot 10^{-4}}{9,81(595,2 - 10,760)0,021^2} = 1,113 \cdot 10^{-3}.$$

$$\bar{\alpha}_T = 0,21 \cdot 14280 \cdot \Delta t^{-0,25} \cdot (1,113 \cdot 10^{-3})^{0,25} = 547,73 \Delta t^{-0,25}$$

$$q = \bar{\alpha}_T \Delta t = 547,73 \Delta t^{-0,25} \cdot \Delta t = 547,73 \Delta t^{0,75}.$$

$$1200 = 547,73\Delta t^{0,75}; \Delta t^{0,75} = \frac{1200}{547,73} = 2,19; \Delta t = 2,19^{1/0,75} = 2,84.$$

$$t_n - t_c = 2,84; t_c = t_n - 2,84 = 27,16^\circ\text{C}.$$

Вопросы для самоконтроля

1. Какой процесс называется конденсацией? Какое отличие между пленочной и капельной конденсацией?
2. Покажите схемы стекания конденсата на вертикальной стене и изменение толщины конденсата δ_x и коэффициента теплообмена α_x по высоте стенки.
3. Напишите формулы расчета $\bar{\alpha}_0$ в вертикальной и горизонтальной поверхностях.
4. Когда возникает ламинарно-волновое и турбулентное течение конденсата в вертикальной стене?
5. Как рассчитывается коэффициент теплообмена: при конденсации внутри горизонтальных труб? Пучках труб? В ребристых пучках труб?

ГЛАВА 16. МАССООБМЕН

16.1. Основные понятия и определения

Многие процессы теплообмена, протекающие в природе и технике, сопровождаются переносом массы вещества из одного компонента в другой. Например, испарение жидкости в парогазовый поток, увлажнение и просушка материалов, конденсация пара из парогазовой смеси и т. д. Согласно Д. В. Гиббсу, компонентами называют химические однородные вещества, входящие в систему и имеющие массу, достаточную для образования всех фаз.

Массообменом называется самопроизвольный необратимый процесс перемещения вещества в пространстве путем молекулярной и молярной диффузии до полного установления динамического (подвижного) равновесия перемещающихся молекул.

Молекулярной диффузией называют самопроизвольный процесс переноса массы, обусловленный тепловым движением молекул. Молекулярная диффузия может быть концентрационной, термо- и бародиффузией.

Процесс массообмена, протекающий за счет разности концентраций компонентов, имеющих одинаковую температуру и одинаковое давление во всех точках, называют концентрационной диффузией.

Молекулярная диффузия, вызываемая неоднородным распределением температуры, называется **термодиффузией**, а диффузия, возникающая от неоднородности давления - **бародиффузией**. Бародиффузия возникает только при значительных перепадах давлений и в большинстве процессов тепло- и массообмена не учитывается.

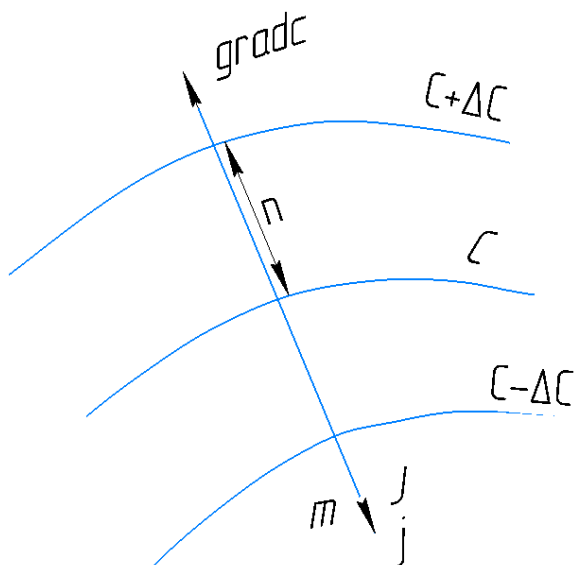
Одновременный перенос вещества молекулярной диффузией и перемешиванием объемных молей (отдельных частей) взаимодействующих веществ системы называется молярной диффузией.

Диффузия характеризуется количеством массы m , кг; потоком массы J , кг/с и плотностью потока массы j , кг/(м²·с).

Количеством массы называют массу, проходящую через изоконцентрационную поверхность.

Поток массы – отношение количества перемещающейся массы ко времени

$$J = \frac{dm}{d\tau}.$$



Плотность потока массы – отношение потока массы, проходящего через изоконцентрационную поверхность, к площади этой поверхности:

$$j = \frac{dJ}{dF}.$$

Количество массы, поток массы, плотность потока массы – векторные величины и направлены в сторону уменьшения концентрации (рис. 16.1).

Рис. 16.1 Направление $grad c$, количества массы m , потока массы J , плотности потока массы j

При изотермических условиях интенсивность концентрационной диффузии прямо пропорциональна

градиенту концентрации $grad c$. Связь между количеством перемещающегося таким образом вещества и полем концентрации устанавливается законом Фика

$$m_i = -D_i \frac{\partial c_i}{\partial n} F \cdot \tau, \quad (16.1)$$

где c_i – местная концентрация или плотность i -того компонента, кг/м³; D_i – коэффициент молекулярной диффузии, м²/с; $\frac{\partial c_i}{\partial n}$ – градиент концентрации, кг/м⁴; F – площадь поверхности, м²; τ – время длительности процесса, с.

Если коэффициент молекулярной диффузии и градиент концентрации изменяются по изоконцентрационной поверхности и по времени то уравнение (16.1) примет вид:

$$d^2m_i = -D_i \frac{\partial c_i}{\partial n} dF \cdot d\tau. \quad (16.2)$$

Уравнения (16.1) и (16.2) являются математической формулировкой закона Фика.

Для потока массы и плотности потока массы закон Фика запишется

$$\begin{cases} J_i = -D_i \frac{\partial c_i}{\partial n} F \\ j_i = -D_i \frac{\partial c_i}{\partial n} \end{cases} \quad (16.3)$$

Если коэффициент молекулярной диффузии и градиент концентрации изменяются по изоконцентрационной поверхности, то

$$J_i = - \int_F D_i \frac{\partial c_i}{\partial n} dF \quad (16.4)$$

или в дифференциальной форме

$$dJ_i = -D_i \frac{\partial c_i}{\partial n} dF. \quad (16.5)$$

Знак “минус” в уравнениях (16.1)...(16.5) указывает на то, что количество массы, поток массы и плотность потока массы направлены в противоположную сторону от направления градиента концентрации.

Используя уравнение состояния для 1 кг идеального газа $\frac{p}{\rho} = RT$, уравнение (16.3) можно привести к виду

$$j = D_{p_i} \frac{\partial p_i}{\partial n}, \quad (16.6)$$

где p_i – локальное парциальное давление i -того компонента, Па; $D_{p_i} = D_i / (R_i T)$ – коэффициент молекулярной диффузии, отнесенный к градиенту парциального давления i -того компонента; n – направление нормали к поверхности равных парциальных давлений i -того компонента.

Коэффициент D_p в отличие от D_i различен для компонентов рассматриваемой бинарной смеси: $\frac{D_{p1}}{D_{p2}} = \frac{R_2}{R_1} = \frac{M_1}{M_2}$, где M – молекулярный вес.

В движущейся среде перенос вещества осуществляется не только молекулярной диффузией, но и конвекцией. Удельный массовый поток j_k в данном случае определяется по формуле

$$j_k = \rho\omega, \quad (16.7)$$

где ω – скорость перемещения определенного объема, м/с.

16.2. Процессы тепло- и массоотдачи

Процесс совместного молекулярного и молярного переноса вещества в движущейся среде называется конвективным массообменом. Аналогично теплоотдаче конвективный массообмен между твердой или жидкой поверхностями и окружающей средой называют **массоотдачей** и описывают уравнением, аналогичным уравнению конвективной теплоотдачи. Количество вещества dm_k , перешедшее через границу раздела фаз (например, при конденсации пара или при испарении жидкости), будет

$$d^2m_k = \beta\Delta\bar{c}dFdt, \quad (16.8)$$

где β – коэффициент, аналогичный коэффициенту теплоотдачи, м/с; $\Delta\bar{c}$ – средняя разность концентраций на границе раздела фаз и в потоке, кг/м³; dF – элементарная поверхность раздела фаз, м².

При омывании парогазовой смесью поверхности, с которой происходит испарение жидкости, наряду с гидродинамическим и тепловым пограничными слоями около поверхности образуется диффузионный пограничный слой (рис. 16.2).

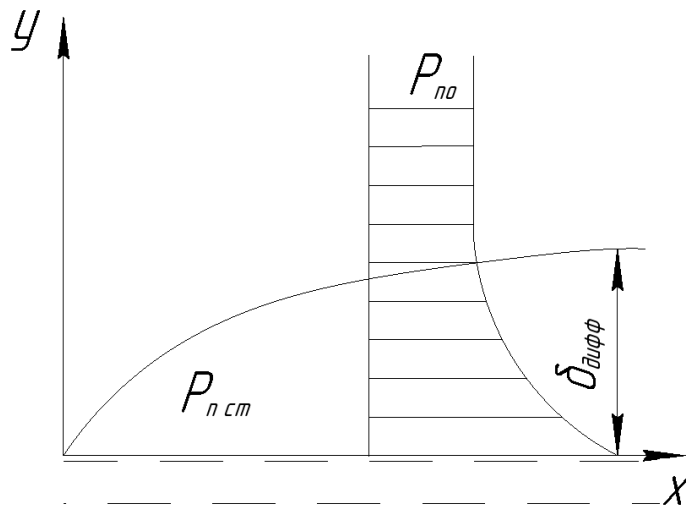


Рис. 16.2 Диффузионный пограничный слой

В пределах диффузионного пограничного слоя парциальное давление пара изменяется от $p_{п.ст}$ на поверхности испарения до $p_{п.0}$ на внешней границе пограничного слоя. Внутри пограничного слоя $\frac{\partial p_{п}}{\partial y} \neq 0$; на внешней границе и вне пограничного слоя $p_{п} = p_{п.0}$ и $\frac{\partial p_{п}}{\partial y} = 0$

На границе раздела фаз при установившемся процессе массообмена количество массы, прошедшее через диффузионный пограничный слой равно количеству массы, переданному конвекцией $d^2 m_{g_i} = d^2 m_{к}$, и тогда из уравнений (16.2) и (16.8) следует:

$$\beta = \left(-\frac{D_i}{\Delta c} \right) \left(\frac{\partial c_i}{\partial n} \right). \quad (16.9)$$

Формула аналогична формуле, определяющей коэффициент конвективного теплообмена

$$\alpha = - \left(\frac{\lambda_{пл}}{\Delta t} \right) \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right), \quad (16.10)$$

где $\lambda_{пл}$ – теплопроводность пограничного слоя (пленки), Вт/(м·К).

Учитывая, что $p_i V_i = m_i R_i T$ и $c_i = m_i / V_i$, получим, что концентрация $c_i = p_i / R_i T$, где p_i – парциальное давление компонента, а R_i – его газовая постоянная. Следовательно, количество переданной массы конвективным массообменом, согласно уравнению (16.8), будет

$$m_k = \frac{\beta}{R_i T} (p_{п.ст} - p_{п.0}) S(?) = \beta_p (p_{п.ст} - p_{п.0}). \quad (16.11)$$

Для молекулярной диффузии при одномерном молекулярном потоке нестационарный процесс диффузии описывается уравнением второго закона Фика, аналогичным уравнению Фурье:

$$\frac{\partial c_i}{\partial \tau} = D_i \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \right), \quad (16.12)$$

$\frac{\partial c_i}{\partial \tau}$ – скорость изменения концентрации в данной точке, кг/м³·с; D_i – коэффициент молекулярной диффузии, м²/с, аналогичен температуропроводности a .

Если учитывать конвективную диффузию, то уравнение (16.12) будет иметь вид:

$$\omega_x \left(\frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial c}{\partial \tau} = D_i \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} \right), \quad (16.13)$$

где $\omega_x = \frac{dx}{d\tau}$ – скорость потока вдоль оси x . Первый член уравнения (16.13) учитывает конвективный перенос массы. Молекулярная диффузия чаще всего играет второстепенную роль и вместо нее возникает турбулентная диффузия. При расчете массообмена используют безразмерные критерии как при расчете теплообмена.

Из уравнения (16.9) определим критерий, характерный для массообмена путем анализа размерностей. Поскольку размерность градиента $\frac{\partial c_i}{\partial n}$ та же, что и отношения $\Delta \bar{c}/n$, то отбрасывая знаки дифференцирования и заменяя n на характерный размер l получим

$$\beta: \left(\frac{D_i}{c_i} \right) \cdot \left(\frac{c_i}{n} \right) = \beta \cdot \frac{n}{D_i} = \beta \cdot l/D$$

откуда

$$Nu_D = \beta \cdot \frac{l}{D_i}, \quad (16.14)$$

где Nu_D – определяемый критерий диффузионного подобия Нуссельта. Он аналогичен критерию теплового подобия Нуссельта $Nu = \alpha \cdot \frac{l}{\lambda}$, l – определяющий размер, м.

Анализируя уравнение конвективной диффузии можно получить два оригинальных критерия: диффузионный критерий Фурье $Fo_D = D_i \tau / l^2$ и диффузионный критерий Пекле $Pe_D = \omega l / D_i$.

Диффузионный критерий Пекле является мерой отношения молекулярного и конвективного переноса массы в потоке. Если поделим критерий Пекле на критерий Рейнольдса, получим новый критерий – диффузионный критерий Прандтля:

$$\frac{Pe_D}{Re} = \frac{\frac{\omega l}{D_i}}{\frac{\omega l}{\nu}} = \frac{\nu}{D_i} = Pr_D.$$

Диффузионный критерий Прандтля (число Шмидта $Sc = \frac{\nu}{D_i}$) является мерой подобия концентрационных и скоростных полей в потоке движущейся среды.

Если поделим друг на друга конвективный и диффузионный критерий Прандтля, то получим новый критерий – критерий Льюиса-Семенова

$$\frac{Pr}{Pr_D} = \frac{D}{a} = Le.$$

Критерий Льюиса-Семенова является мерой подобия концентрационного и температурного полей. Если выполняется условие $Le = 1$, т. е. $Pr = 1$ и $Pr_D = 1$, то уравнения энергии и диффузии тождественны, т. е. существует тройная аналогия, т. е. аналогия между явлениями переноса количества движения, теплоты и массы.

Поделив диффузионный критерий Нуссельта на Пекле, получаем новый критерий – диффузионный критерий Стантона

$$St_D = \frac{Nu_D}{Pr_D} = \frac{\beta}{\omega}.$$

Аналогия между процессами тепло- и массообмена часто используется в инженерных приложениях для приближенных расчетов полей температур и конвекций. Например, для расчета теплоотдачи применяется следующее критериальное уравнение

$$\bar{Nu} = cRe^n Pr^m \quad (16.15)$$

Тогда, используя принцип аналогии для расчета массообмена в аналогичных условиях, можно записать

$$\bar{Nu}_D = cRe^n Pr_D^m \quad (16.16)$$

Для расчета массообмена при испарении жидкости с поверхности пористого тела [4.1] применяется зависимость

$$\bar{Nu}_D = 2 \cdot 10^{-4} Re^{0,8} (\pi_D \varepsilon_{п.0})^{-0,5}, \quad (16.17)$$

где $Re = \frac{\omega_{п.2} l}{\nu_{п.2}}$ – число Рейнольдса; $\omega_{п.2}$ – скорость движения паровоздушной смеси, м/с; $\nu_{п.2}$ – кинематическая вязкость смеси, м²/с; l – длина теплоотдающей поверхности пористого тела, м; $\pi_D = (p_{п.ст} - p_{п.0})/p$; $\varepsilon_{п.0} = \frac{p_{п.0}}{p}$; $p_{п.ст}$ и $p_{п.0}$ – парциальное давление водяных паров у поверхности испарения и вдали от нее, Па; p – полное давление паровоздушной смеси. Значение $p_{п.ст}$ принимается из таблиц водяного пара как давление насыщения $t = t$. Значения $\varepsilon_{п.0}$ изменялась в опытах от $365 \cdot 10^{-5}$ до $168 \cdot 10^{-4}$.

Средний коэффициент массоотдачи для паровоздушной смеси, движущейся сверху вниз к одиночной трубе и к пучку труб, расположенных горизонтально, можно рекомендовать следующее уравнение подобия [4.1].

$$\bar{Nu}_D = cRe^{0,5} \varepsilon_{2,0}^{-0,6} \pi_D^{-0,33}, \quad (16.18)$$

где для одиночной трубы $c = 0,47$; для первого ряда пучка $c = 0,53$; для третьего и последующих рядов $c = 0,82$; $Re = 350 \dots 4800$; $p = 0,0627 \dots 0,089$ МПа; $\varepsilon_{2,0}$ – начальное содержание воздуха в водяном паре $\varepsilon_{2,0} = \frac{p_{2,0}}{p} = 0,01 \dots 0,56$.

При $Re = 40 \dots 350$ для труб пятого ряда пучка

$$\bar{Nu}_D = 0,52 Re^{0,5} \varepsilon_{2,0}^{-0,7} \pi_D^{-0,33} \quad (16.19)$$

Число Рейнольдса в формулах (16.18) и (16.19) подсчитываются по скорости парогазовой смеси перед трубой или пучком труб. Определяющим размером является внешний диаметр трубы; физические параметры смеси

определяются по ее состоянию перед трубой или пучком труб. Динамический коэффициент вязкости смеси $\mu_{см}$ определяется по формуле

$$\mu_{см} = \frac{(1-\varepsilon_{2.0})\mu_1 + \varepsilon_{2.0}\mu_2}{1+0,61\varepsilon_{2.0}}, \quad (16.20)$$

где μ_1 и μ_2 – соответственно динамические коэффициенты вязкости пара и воздуха, Па·с.

Значение $t_{пов.}$ пленки по которому определяется $p_{п.пов}$ рассчитывается путем последовательно приближения по уравнению

$$r\beta_p(p_{п.0} - p_{п.пов}) = \alpha_k(t_{пов} - t_{ст}) \quad (16.21)$$

Значения α_k определяется по формулам, приведенным в гл.15.

Коэффициент массоотдачи при испарении воды, когда над ее поверхностью воздух, определяется по уравнению ($Re < 300 \cdot 10^3$).

$$\overline{Nu}_D = 0,664Re^{0,5}Pr_D^{0,33} \quad (16.22)$$

16.3 Коэффициент молекулярный диффузии

Коэффициент молекулярной диффузии численно равен массе рассматриваемого компонента, проходящего через единичную площадь изоконцентрационной поверхности в единицу времени при единичном градиенте концентрации этого компонента. Значение D_i зависит от физических свойств как от рассматриваемого компонента, так и других компонентов, входящих в изучаемую систему. от режимных параметров: температуры, давления (для газов), а также от концентрации компонентов. Для бинарных систем (состоящих из двух компонентов) в основном принимают одинаковыми D_i особых компонентов, составляющих систему. В этом случае коэффициент молекулярной диффузии рассматривается как коэффициент взаимной диффузии и при его написании индекс опускается D .

При малых давлениях для определения D предложено для бинарных систем уравнение

$$D = 1,12 \cdot 10^{-6} \frac{\sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}}}{(V_A^{0,33} + V_B^{0,33})^2} \cdot \frac{T^{5/2}}{p(T + C_{A-B})} \quad (16.23)$$

где M_A и M_B – молекулярные массы газов, кг/кмоль; V_A и V_B – молярные объемы газов, м³/кмоль; T – температура, К; p – давление, Па; C_{A-B} – коэффициент для бинарных систем.

$$C_{A-B} = 1,47S'(T_A - T_B)^{0,5}, \quad (16.24)$$

где

$$S' = 8 \frac{(V_A + V_B)^{0,5}}{V_A + V_B} \quad (16.25)$$

Значения коэффициентов молекулярной диффузии некоторых газов в воздухе при 0° и абсолютном давлении 0,1 МПа приведены в таблице 16.1.

Таблица 16.1. Значения коэффициентов молекулярной диффузии газов в воздухе при 0° и абсолютном давлении 0,1 МПа

газ	$D \cdot 10^{-6}$, м ² /с	газ	$D \cdot 10^{-6}$, м ² /с
Кислород	17,8	Аммиак	17,0
Азот	13,2	Водяной пар	21,9
Водород	61,1	Метиловый спирт	13,3
Диоксид углерода	13,8	Этиловый спирт	10,02
Диоксид серы	10,3	Сернистый ангидрид	9,4

Если известно значение D_1 заданной пары газов при одних режимных параметрах (T_1, p_1) , определить D_2 для тех же газов при других параметрах (T_2, p_2) можно по формуле

$$D_2 = D_1 (p_1/p_2) (T_2/T_1)^{3/2} \quad (16.26)$$

Для слаборазбавленных растворов рекомендуется зависимость для определения значения D_2 при любой температуре T_2 . если известно его значение при температуре $T(D_1)$:

$$D_2 = D_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right) \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} \right), \quad (16.27)$$

где μ_1 и μ_2 – динамические коэффициенты раствора при температуре T_1 и T_2 .

В таблице 16.2 приведены значения коэффициента молекулярной диффузии для некоторых веществ в слабозабавленных растворах при температуре $t = 20^\circ\text{C}$.

Таблица 16.2. Значения коэффициента молекулярной диффузии для слабозабавленных растворов при температуре $t = 20^\circ\text{C}$.

вещество	$D \cdot 10^{-9}$, м ² /с	вещество	$D \cdot 10^{-9}$, м ² /с
Азот	1,6	Уксусная кислота	0,88
Аммиак	1,76	Хлор	1,22
Водород	5,15	Хлористый водород	2,64
Глюкоза	0,60	Хлористый натрий	1,35
Диоксид углерода	1,77	Кислород	1,80
Сахароза	0,45		

Коэффициент молекулярной диффузии воды в воздухе можно вычислить по формуле

$$D = 0,0231 \cdot 10^{-3} \left(\frac{p_0}{p} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,81}, \quad (16.28)$$

где p_0 и T_0 – давление и температура при нормальных технических условиях ($p_0 = 0,1 \cdot 10^6$ Па; $T_0 = 288$ К); p и T – то же при данных условиях.

Пример 16.1. Определить количество воды, испаряющейся с 1 м^2 горизонтальной поверхности за час, если воздух над поверхностью воды движется со скоростью $\omega = 2,9$ м/с. температура воды над поверхностью 20°C , температура воздуха 25°C при относительной влажности 35%. Длина поверхности воды в направлении движения воздуха составляет 1,5 м.

Решение. По формуле $\bar{Nu}_D = 0,664 Re^{0,5} Pr_D^{0,33}$ можно найти диффузионное число при $Re < 300 \cdot 10^3$.

Определяем критерий Рейнольдса для потока воздуха

$$Re = \frac{\omega_B l}{\nu_B} = \frac{2,9 \cdot 1,5}{15,53 \cdot 10^{-6}} = 0,280 \cdot 10^{-6} < 300 \cdot 10^3,$$

где $\nu_B = 15,53 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ – кинематическая вязкость воздуха при $t = 25^\circ\text{C}$.

Приложение А, таблица А1 [м1].

Определяем коэффициент диффузии по уравнению (16.28)

$$D = 0,0231 \cdot 10^{-3} \left(\frac{p_0}{p}\right) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1,81} = 0,0231 \cdot 10^{-3} \left(\frac{0,1}{0,1}\right) \left(\frac{288}{288}\right)^{1,81} = 2,46 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}.$$

Критерий

$$Pr_D = \frac{\nu_B}{D} = 15,53 \cdot \frac{10^{-6}}{2,46} \cdot 10^{-5} = 0,631$$

Критерий Нуссельта по формуле (16.22)

$$\bar{Nu}_D = 0,664(0,280 \cdot 10^6)^{0,5} \cdot 0,631^{0,33} = 301,83$$

Диффузионный критерий Нуссельта $\bar{Nu}_D = \beta \cdot \frac{l}{D}$, отсюда коэффициент массообмена

$$\beta = \frac{D \cdot \bar{Nu}_D}{l} = \frac{301,83 \cdot 2,46 \cdot 10^{-5}}{1,5} = 495 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Парциальное давление водяного пара над поверхностью воды равно давлению насыщенного пара при температуре 20°C , $p_{п.0} = 2336,8 \text{ Па}$.

Количество воды, испаряющейся за 1 час с 1 м^2 поверхности по формуле (16.11)

$$\begin{aligned} m_k &= \frac{\beta}{R_i T} (p_{п.ст} - p_{п.0}) S \cdot \tau = \frac{495 \cdot 10^{-5}}{461,89 \cdot 293} (2336,8 - 1108,3) \cdot 3600 \\ &= 0,162 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{ч}). \end{aligned}$$

Вопросы для самоконтроля

1. Поясните понятия “массообмен”, “молекулярная диффузия”, “молярная диффузия”, “концентрационная диффузия”, “термо- и бародиффузия.

2. Что такое градиент концентрации?

3. Как нужно понять выражение “массоотдача”?

4. Какое различие между коэффициентами массообмена и теплообмена?

5. Объясните физический смысл коэффициента молекулярной диффузии.

6. Напишите критериальные уравнения для определения диффузионного критерия \overline{Nu}_D .

7. Какие критерии применяются при расчете массообмена? Их физический смысл.

8. Что такое диффузионный пограничный слой? Как он влияет на интенсивность массоотдачи?

ГЛАВА 17. ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН

17.1. Основные понятия и определения

Процесс распространения теплоты с двойным превращением внутренней энергии в энергию электромагнитных колебаний, которая распространяется в лучепрозрачной среде или в вакууме, и при поглощении этих волн другим телом, вновь во внутреннюю, называется лучистым теплообменом.

Тепловое излучение, как процесс распространения электромагнитных волн, характеризуется длиной волн λ и частотой колебания $\nu = \frac{c}{\lambda} c^{-1}$, где $c=3 \cdot 10^8$, м/с, скорость распространения света.

Существуют различные виды электромагнитного излучения: космического излучение, γ – излучение, рентгеновского излучения, ультрафиолетовое излучение, световое (видимое) излучение, тепловое (инфракрасное) излучение, радиоволны. Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу и различаются лишь длиной волн. Способностью трансформироваться в теплоту обладают инфракрасные (тепловые) лучи с длиной волн λ от 0,8 до 80 мкм.

Всякое тело, имеющее температуру отличают от абсолютного нуля, способно излучать лучистую энергию. С увеличением температуры излучение увеличивается, так как увеличивается внутренняя энергия тела. Наряду с потоком лучистой энергии, от более нагретых тел к менее нагретым, всегда имеется и обратный поток энергии от менее нагретых к более нагретым. Конечный результат такого обмена и представляет собой количество переданной излучением теплоты.

Отношение количества энергии, излучаемой поверхностью тела во всем интервале длин волн спектра, ко времени, называется полным (интегральным) лучистым потоком, Вт

$$\Phi = \frac{Q}{\tau}, \quad (17.1)$$

где Q – количество энергии, Дж; τ – время, с.

Энергия излучения, соответствующая узкому интервалу длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется потоком монохроматического (спектрального) излучения, Φ_λ , Вт.

Интегральный лучистый поток, испускаемый с единицы поверхности полусферического тупого угла, называется поверхностной плотностью потока интегрального излучения E , Вт/м².

$$E = d\Phi/dF \quad (17.2)$$

где $d\Phi$ – лучистый поток, Вт, испускаемый элементарной площадкой dF , м².

Полный поток излучения со всей поверхности равен

$$\Phi = \int E dF \quad (17.3)$$

Если плотность потока интегрального излучения E для всех элементов поверхности излучающего тела одинакового

$$\Phi = E \cdot F \quad (17.4)$$

При одной и той же температуре, излучаемая энергия распределяется различно при различных длинах волн и чтобы это учесть, вводят понятие о спектральной плотности излучения, представляющей собой лучистый поток в узком интервале волн и выраженный уравнением

$$I_x = \frac{dE}{d\lambda} \quad (17.5)$$

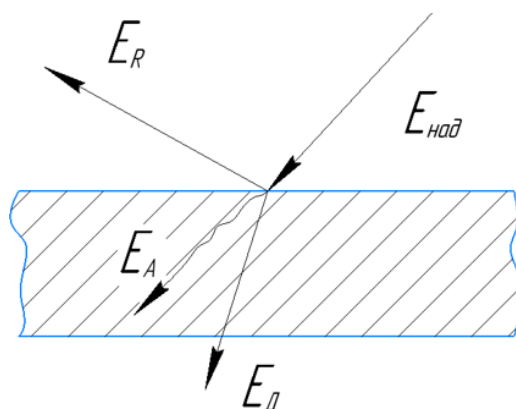


Рис. 17.1. Распределение энергии излучения, падающей на тело

Рассмотрим распределение энергии излучения, падающей на твердое или жидкое тело $E_{\text{пад}}$ (рис. 17.1). Часть энергии E_A поглощается, E_R отражается и E_D проходит через тело. Согласно закону сохранения энергии

$$E_{\text{пад}} = E_A + E_R + E_D \quad (17.6)$$

Или в безразмерной форме

$$A + R + D = 1 \quad (17.7)$$

Величина $A = E_A/E_{\text{пад}}$ называется поглотительной способностью (коэффициентом поглощения) тела;

$R = E_R/E_{\text{пад}}$ отражательной способностью (коэффициентом отражения) тела;

$D = E_D/E_{\text{пад}}$ пропускательной способностью (коэффициентом пропускания) тела.

Тело, поглощающее все падающее на него излучения, называется абсолютно черным. Для такого тела $A=1$ ($R=0$; $D=0$)

Тело, для которого коэффициент поглощения $0 < A < 1$ и не зависит от длины волны падающего излучения, называется серым. Если тело полностью отражает лучи ($A=0$, $D=0$, $R=1$), то оно называется абсолютно белым. Абсолютно черных и белых тел в природе не существуют.

Тело, пропускающее через себя полностью все лучи без поглощения и отражения, называется абсолютно прозрачными *или диатермичными*, для него $D=1$ ($A=0$, $R=0$).

Излучение, которое определяется природой данного тела и его температурной, называется *собственным излучением* $E_{\text{соб}}$, Вт/м² ($\Phi_{\text{соб}}$, Вт).

Сумма потоков собственного и отраженного телом излучения называется его *эффективным излучением* (плотностью эффективного излучения) $E_{\text{эф}}$ (рис. 17.2).

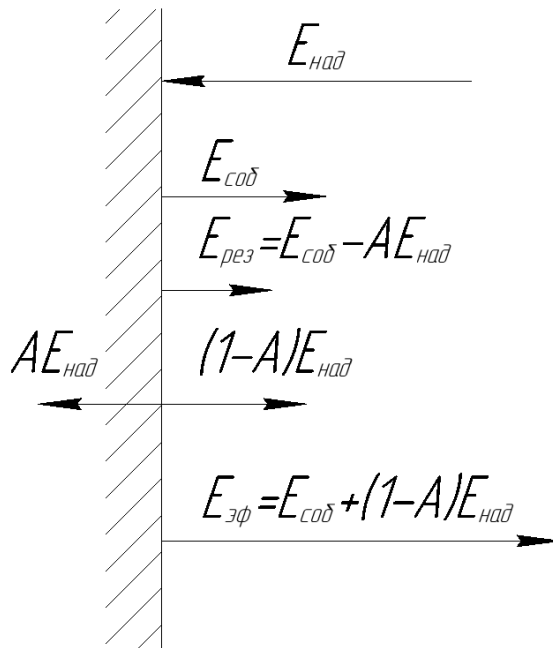


Рис. 17.2. Виды теплового излучения

$$E_{\text{эф}} = E_{\text{соб}} + (1 - A)E_{\text{пад}} \quad (17.8)$$

Для черного тела $A=1$ и $E_{\text{эф}} = E_{\text{соб}} = E_0$

Результирующее излучение $E_{\text{рез}}$ учитывается наряду с собственным излучением и излучение, поглощаемое телом из окружающей среды $AE_{\text{пад}}$ и представляет собой разность между лучистым потоком, получаемым данным телом и лучистым потоком, которой он посылает в окружающее пространство.

При условии $E_{\text{д}} = 0$

$$E_{\text{рез}} = E_{\text{соб}} - AE_{\text{пад}} = E_{\text{эф}} - E_{\text{пад}} = q_{\text{рез}}$$

Или

$$E_{\text{эф}} = q_{\text{рез}} + E_{\text{пад}} \text{ и } E_{\text{пад}} = (E_{\text{соб}} - q_{\text{рез}})/A \quad (17.9)$$

Получим

$$E_{\text{эф}} = q_{\text{рез}} + (E_{\text{соб}} - q_{\text{рез}}) \left(A = q_{\text{рез}} \left(1 - \frac{1}{A} \right) + \frac{E_{\text{соб}}}{A} \right)$$

(17.10)

Эта зависимость широко используется для определения результирующих тепловых потоков. Результирующий тепловой поток может быть величиной положительной, отрицательной и равной нулю (при равновесном излучении).

17.2. Основные законы теплового излучения

Законы теплового излучения получены применительно к идеальному абсолютно черному телу и термодинамическому равновесию, при котором все тела, входящие в данную излучающую систему, принимают одинаковую температуру. При этом каждое из тел испускает и поглощает лучистую энергию в одинаковых количествах ($\Phi_{\text{рез}} = 0$).

Закон Планка. М. Планк, в 1900 году разработал квантовую теорию излучения, установил зависимость спектральной плотности потока излучения $I_{0\lambda}$ абсолютно черного тела от длины волны и абсолютной температуры τ .

$$c = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{c_2/\lambda\tau} - 1} \quad (17.10)$$

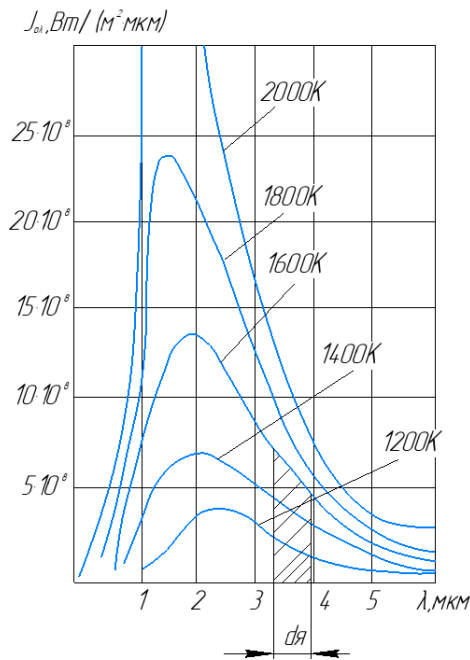


Рис. 17.3. $I_{0\lambda} = f(\tau, T)$

где λ — длина волн, м. $c_1 = 3,74 * 10^{-16} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$, $c_2 = 1,4388 * 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$ — постоянные излучения, $e=2,7188$ — основание натурального логарифма. Согласно закону Планка каждой длине волн соответствует свое значение $E_{0\lambda}$ (рис.17.3). Из закона Планка видно, что спектральная плотность потока излучения $I_{0\lambda}$ возрастает от 0 при $\lambda = 0$ до максимума к нулю при $\lambda \rightarrow \infty$.

Закон Вина (1893г), устанавливает связь между длиной волн λ_M на которую приходится максимум $I_{0\lambda}$, и температурой:

$$T\lambda_M = 2,898 * 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К} \quad (17.11)$$

Из закона Вина следует, что с ростом температуры максимум излучения перемещается в сторону более коротких длин. Так, в излучении с поверхности солнца ($T=5500 \text{ К}$) максимум приходится на видимую часть спектра ($\lambda_M =$

0,5 мкм), а в излучении электронагревателя ($T=1100$ К) $\lambda_m = 3$ мкм. При этом энергия инфракрасного (теплого) излучения (см. заштрихованную площадь слева на рис. 17.3)

Закон Стефана – Больцмана. На рис. 17.3 площадь заштрихованного прямоугольника, равна произведению $I_{o\lambda} \cdot d\lambda$, определяет поверхностную плотность потока излучения абсолютно черного тела $dE_0 = I_{o\lambda} \cdot d\lambda$ в диапазоне длин волн от λ_i до $\lambda_i + d\lambda$.

Поверхностная плотность потока интегрального излучения абсолютно черного тела E_0 определяется суммированием dE по всем длинам волн, т.е. площадью под кривой для данной температуры тела (рис. 17.3)

$$E_0 = \int_0^{\infty} I_{o\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda \quad (17.12)$$

Интегрирование уравнения (17.13) дает

$$E_0 = \sigma_0 T^4 \quad (17.13)$$

где $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²К⁴) – постоянная Стефана – Больцмана.

Формула (17.14) была получена опытным путем в 1879 г. И. Стефаном и теоретически обоснована в 1881 году П. Больцмана.

Уравнение (17.14) выражает закон Стефана – Больцмана и сформулируется так: интегральное излучение или лучеиспускательная способность абсолютно черного тела прямо-пропорционально четвертой степени абсолютной температуры.

Для технических расчетов закон Стефана – Больцмана записывают в виде

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4 \quad (17.14)$$

где $C_0 = \sigma \cdot 10^8 = 5,67$ Вт/(м²К⁴) – излучательная способность абсолютно черного тела.

Для серых тел также считают, что собственное излучение прямо-пропорционально абсолютной температуре четвертой степени. Однако энергия излучения серого тела меньше, чем энергия излучения черного тела, при той же температуре (рис.17.4)

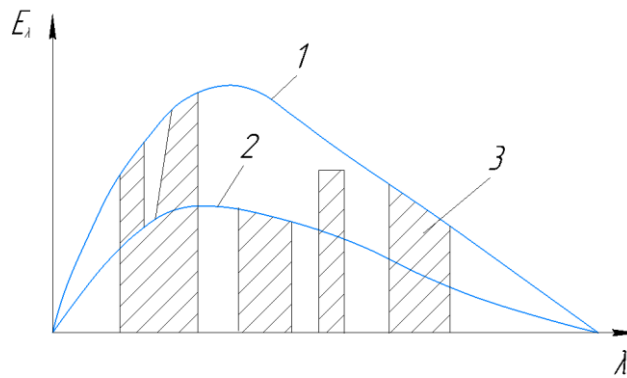


Рис. 17.4. Плотность потока излучения в зависимости от длины волн для черного (1), серого (2) и газообразного (селективное излучение) (3) тел

Для серых тел закон Стефана – Больцмана имеет вид

$$E = (T/100)^4 \quad (17.15)$$

где c – излучательная способность серого тела, Вт/(м²К⁴)

Сопоставляя уравнения (17.15) и (17.16), находим коэффициент теплового излучения или степень черноты:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{\sigma T^4}{\sigma_0 T^4} = \frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{c}{c_0} \quad (17.16)$$

Расчетное уравнение для серого тела имеет вид

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon c_0 (T/100)^4 \quad (17.17)$$

Закон Кирхгофа устанавливает количественную связь между энергиями излучения и поглощения для серых и абсолютно черного тела.

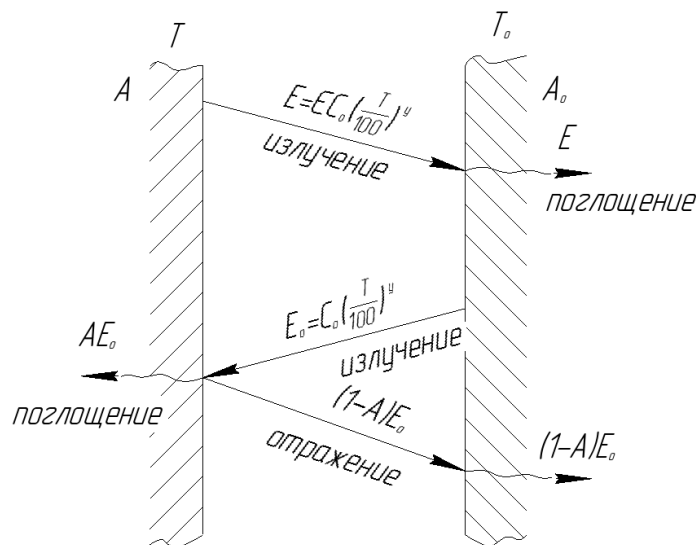


Рис. 17.5. Взаимный обмен энергией между серым и черным телами

Рассмотрим лучистый теплообмен между двумя телами – серым и абсолютно черным. Пусть их плоские поверхности обращены друг к другу (рис.17.5) – параллельны, расстояние между ними очень мало, площадь каждой поверхности 1 м^2 . Серое и черное тело имеют одинаковую температуру $T=T_0$, энергию излучения E и E_0 , коэффициент поглощения A и $A_0 = 1$. Абсолютно черная поверхность излучает на серую поверхность энергию $E_0 = C_0 \left(\frac{T_0}{100}\right)^4$. Часть этой энергии AE_0 поглощается серым телом, а оставшаяся часть, равная $E_0 - AE_0 = E_0(1 - A)$ отражается на поверхность абсолютно черного тела, где полностью поглощается. Собственное излучение серого тела равно $E = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4$, которое падает на поверхность абсолютно черного тела и полностью им поглощается. Запишем тепловой баланс серого тела

$$Q = E - AE_0 = \varepsilon C_0 (T/100)^4 - AC_0 (T_0/100)^4 \quad (17.18)$$

При $T=T_0$ система тел находится в термодинамическом равновесии и теплообмене будет продолжаться с нулевым эффектом: $E_{\text{рез}} = q = 0$. Тогда из формулы (17.9) $E = AE_0$, а $\frac{E}{E_0} = A$ и $\varepsilon = A$, т.е. коэффициент теплового излучения любого тела в состоянии термодинамического равновесия равен его коэффициенту поглощения при той же температуре.

Выражение $E/E_0 = A$ можно записать в виде $E/A = E_0$:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_3}{A_3} = \dots = \frac{E_0}{A_0} = E_0 \quad (17.19)$$

Как видно из выражения (17.19) отношение энергии излучения к коэффициенту поглощения не зависит от природы тела, и равно энергии излучения абсолютно черного тела при той же температуре. Чем больше коэффициент поглощения, тем больше для этого тела и энергия излучения. Если тело мало поглощает, то и мало излучает. Абсолютно белое тело не способно излучать и поглощать энергию.

Закон Кирхгофа (17.19) справедлив не только для интегрального излучения, но и для монохроматического излучения (для излучения

определенной длины волн). В этом случае он имеет вид

$$\frac{I_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}} = \frac{I_{\lambda_2}}{A_{\lambda_2}} = I_{o\lambda}/1 = I_{o\lambda} = \varphi(\lambda, T) \quad (17.20)$$

Отсюда следует, что тело, излучающее энергию только в определенный части спектра, способны и поглощать ее только в этой части.

Закон Ламберти. Закон Стефана – Больцмана определяет количество энергии, получаемой телом по всем направлениям полупространства. Однако интенсивность излучения зависит от его направления. Ламбертом (1760) было установлено, что максимальное излучение E_n имеет место в направлении нормали к поверхности (рис.17.6). Количество энергии (E_φ, I_φ) излучаемый под углом φ к нормали, пропорционально $\cos\varphi$:

$$E_\varphi = E_n \cos\varphi; I_\varphi = I_n \cos\varphi \quad (17.21)$$

Интенсивность излучения вдоль поверхности ($\varphi = 90^\circ$) равна нулю.

Реальные тела не подчиняются закону Ламберти. Однако, для часто встречающихся на практике матовых поверхностей с большой поглощательной способностью можно пользоваться этим законом.

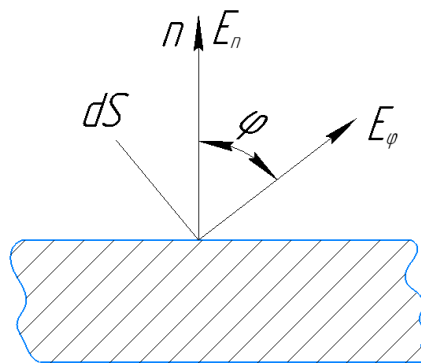


Рис. 17.6. К определению угловой плотности потока излучения

17.3. Лучистый теплообмен между двумя телами в лучепрозрачной среде

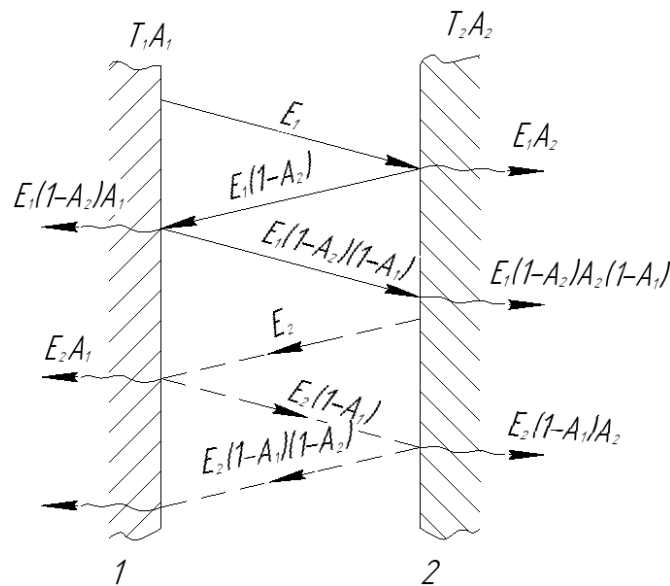


Рис. 17.7. Схема лучистого теплообмена между двумя серыми телами

Рассмотрим теплообмен излучением между двумя единичными поверхностями друг от друга. На небольшом расстоянии (рис. 17.7) с температурами $T_1 > T_2$. В этой системе E_1 – энергия собственного излучения первого тела на второе, E_2 – второго тела на первое. Ввиду малого расстояния между телами все излучения каждой поверхности попадает на противоположную. После попадания энергии E_1 на второе тело, часть ее $E_1 A_2$ поглощается вторым телом, часть $E_1 - E_1 A_2 = E_1 (1 - A_2)$ отражается снова на первое тело, где доля $E_1 (1 - A_2) A_1$, отраженного излучения поглощается первым телом, а доля $E_1 (1 - A_2) (1 - A_1)$ отражается на второе тело и так до бесконечности. Таким же образом происходит расходование энергии E_2 собственного излучения второго тела. Чтобы не суммировать бесконечное количество постепенно затухающих потоков энергии воспользуемся понятием эффективного излучения $E_{эф} = E + RE_{пад}$. Для непрозрачного тела $D=0$, $R=1-A$, тогда $E_{эф} = E + E_{пад}(1 - A)$.

Каждое из рассмотренных тел имеет эффективное (полное) излучение, соответственно $E_{\text{эф}}$ и $E_{\text{эф}2}$. Для первого тела $E_{\text{эф}2}$ является падающим излучением, поэтому

$$E_{\text{эф}1} = E_1 + E_{\text{эф}2}(1 - A_1) \quad (17.22)$$

Аналогично для второго тела

$$E_{\text{эф}2} = E_2 + E_{\text{эф}1}(1 - A_2) \quad (17.23)$$

Плотностью результирующего теплового потока от первого тела на второе равна

$$q_{1-2} = E_{\text{эф}1} - E_{\text{эф}2} \quad (17.24)$$

Подставляя найденные значения $E_{\text{эф}1}$ и $E_{\text{эф}2}$ из совместного решения уравнения (17.22) и (17.23) в (17.24) получим

$$q_{1-2} = \frac{A_2 E_1 - A_1 E_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} \quad (17.25)$$

Значения E_1 и E_2 по закону Стефана – Больцмана равны $E_1 = \varepsilon_1 C_0 (T_1/100)^4$, $E_2 = \varepsilon_2 C_0 (T_2/100)^4$

Заменяя величины E_1 и E_2 их значениями и учитывая, что $A = \varepsilon$, получаем

$$q_{12} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} c_0 ((T_1/100)^4 - (T_2/100)^4) \quad (17.26)$$

где $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \text{К}^4)$ – излучательная способность абсолютно черного тела, $\frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \varepsilon_{\text{пр}}$ – приведенная степень черноты системы тел.

Полный лучистый поток равен

$$\Phi_{1-2} = \varepsilon_{\text{пр}} c_0 ((T_1/100)^4 - (T_2/100)^4) F \quad (17.27)$$

где F – площадь теплообменной поверхности, одинаковая для обеих тел, м^2 .

На практике, часто одна теплообменная поверхность полностью располагается внутри другой, осуществляется лучистый теплообмен в замкнутом пространстве (рис.17.8).

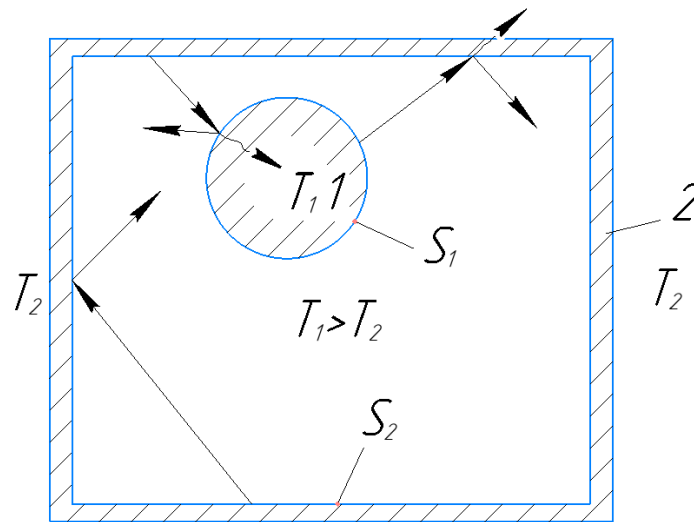


Рис. 17.8. Схема лучистого теплообмена между телами в замкнутом пространстве

На поверхность внутреннего тела 1, попадает лишь некоторая часть энергии, излучаемой второй поверхностью, остальное количество энергии снова попадает на вторую поверхность. Количество излученной внутренним телом 1, внешнему телу 2 теплоты можно также определить по уравнению (17.27), приняв

$$S = S_1 \text{ и } \varepsilon_{\text{пр}} = 1 / \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{S_1}{S_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \right) \quad (17.28)$$

В общем случае теплообмена каждое из тел излучает в сторону другого лишь часть лучистой энергии, излучаемой по всем направлениям.

Остальная лучистая энергия рассеивается в пространстве или попадает на другие тела. Здесь в расчетную зависимость (17.27) вводится поправочный коэффициент, называемый коэффициентом облученности тела φ_{12} , учитывающий долю излучения первого тела, которая воспринимается вторым.

Таким образом, теплообмен между двумя произвольно расположенными телами можно рассчитать по формуле

$$\Phi_{1,2} = \varphi_{1,2} \varepsilon_{\text{пр}} c_0 S ((T_1/100)^4 - (T_2/100)^4) \quad (17.29)$$

где $\varphi_{1,2} = \Phi_{1,2} / \Phi_1$ – коэффициент облученности или угловой

коэффициент излучения первым телом на второе.

Различают коэффициент облученности первым телом второго $\varphi_{1,2}$ и вторым телом первого $\varphi_{2,1}$. При этом $\varphi_{1,2}S_1 = \varphi_{2,1}S_2$, и это равенство справедливо при условии, что радиационные потоки от поверхностей, участвующих в теплообмене, являются диффузными.

Если все излучения одного тела попадает на другое (см.рис.17.7), то $\varphi_{1,2} = 1$. Для рисунка 17.8 $\varphi_{1,2} = 1$, а $\varphi_{2,1} = S_1/S_2$.

В приближенных расчетах лучистого теплообмена, между двумя произвольными телами, величину $\varepsilon_{пр}$ можно рассчитать по формуле $\varepsilon_{пр} = \varepsilon_1\varepsilon_2$. При $\varepsilon_1 \geq 0,8$ и $\varepsilon_2 \geq 0,8$, ошибка этих расчетов лежит в пределах 0...20%. Ошибка возрастает с уменьшением ε_1 или ε_2 .

17.4. Экраны для защиты от излучения

Для снижения теплоотдачи излучением, а также для защиты от него на практике, применяют экраны. Экранами называются перегородки, которые устанавливаются между излучателем и обогреваемом телом. Экраны выполняют из материалов с большой отражательной и малой поглощательной способностью.

Рассмотрим систему из двух тел, установив между ними экран (рис.17.9).

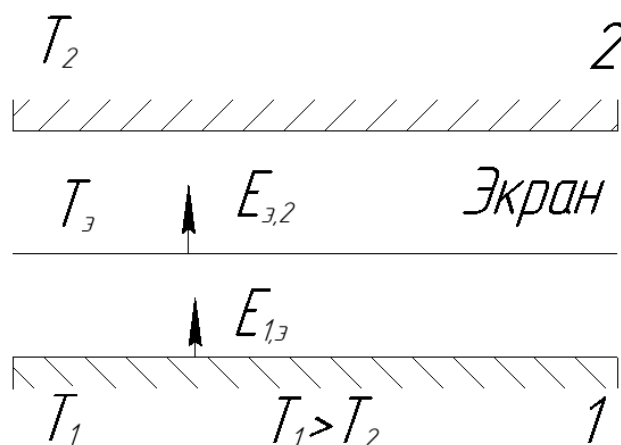


Рис. 17.9. Лучистый теплообмен между двумя поверхностями через экран

В стационарном режиме, вся поглощенная энергия будет передаваться излучением на второе тело. При $T_1 > T_2$, тепло будет передаваться излучением от тела 1, через экран, на тело 2 (рис. 17.9).

Оценим роль экрана, исключив из рассмотрения конвективный теплообмен и теплопроводность. Примем, что $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$. Термическое сопротивление тонкостенного экрана практически равно нулю, следовательно, обе поверхности экрана имеют одинаковую температуру $T_3 = const$. Приведенные степени черноты системы тело 1 – экран – тело 2 одинаковы и равны

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon} + \frac{1}{\varepsilon} - 1} = \frac{\varepsilon}{2 - \varepsilon} \quad (17.30)$$

Поверхностная плотность потока излучения от тела 1 экрану $\varepsilon_{1,3}$:

$$E_{1,3} = \varepsilon_{пр} c_0 ((T_1/100)^4 - (T_3/100)^4) \quad (17.31)$$

От экрана телу 2 передается $E_{3,2}$:

$$E_{3,2} = \varepsilon_{пр} c_0 ((T_3/100)^4 - (T_2/100)^4) \quad (17.32)$$

В стационарном режиме $E_{1,3} = E_{3,2}$, т.е.

$$(T_1/100)^4 - (T_3/100)^4 = (T_3/100)^4 - (T_2/100)^4$$

Или

$$(T_3/100)^4 = \frac{1}{2} ((T_1/100)^4 - (T_2/100)^4) \quad (17.33)$$

Подставив (17.33) в (17.31) получим

$$E_{1,3} = E_{3,2} = 0,5 \varepsilon_{пр} c_0 ((T_1/100)^4 - (T_2/100)^4) = q_{1,2}^3 \quad (17.34)$$

где $q_{1,2}^3$ – плотность теплового потока, передаваемого от первого тела ко второму, Вт/м².

При отсутствии экрана, поверхностная плотность потока излучения от тела 1 к телу 2 равна:

$$E_{1,2} = \varepsilon_{пр} c_0 ((T_1/100)^4 - (T_2/100)^4) \quad (17.35)$$

Где $\varepsilon_{пр} = \varepsilon / (2 - \varepsilon)$

Таким образом, установка одного экрана при $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$ уменьшает поток излучения тела 1 на тело 2 вдоль, так как $\frac{E_{1,2}^3}{E_{1,2}} = 0,5$.

Можно показать, что при установке n экранов с $\varepsilon_3 = \varepsilon$ ($\varepsilon = \varepsilon_1 = \varepsilon_2$)

$$\frac{E_{1,2}^3}{E_{1,2}} = \frac{1}{((1+n)\varepsilon(2-\varepsilon_3)(\varepsilon_3(2-\varepsilon)))} \quad (17.36)$$

Например, если степень черноты окисленной стали $\varepsilon = 0,8$, а степень черноты экрана $\varepsilon_3 = 0,1$, то при наличии одного экрана $\frac{E_{1,2}^3}{E_{1,2}} = 0,073$, т.е. лучистый поток уменьшается более чем в 13 раз. При наличии трех таких экранов, лучистый теплообмен снижается в 39 раз. Для увеличения эффективности действия экранов, следует применять экраны с малым коэффициентом лучеиспусканием.

17.5. Излучение и поглощение энергии газов

Излучение газов обусловлено колебательными движениями атомов молекул, возникающими при соударениях молекул. Газы, молекулы которых состоят из однородных атомов (водород, кислород, азот), практически не излучают тепловые лучи и совершенно лучепрозрачны, т.е. полностью пропускают тепловые лучи. Трехатомные и многоатомные газы обладают лучеиспускательной и поглощательной способностью. Наибольший интерес представляют сведения об излучении диоксида углерода CO_2 и водяного пара H_2O , образующихся при сгорании топлива. Интенсивностью их излучения, в основном, определяется теплообмен раскаленных газообразных продуктов сгорания с обогреваемыми телами в топках и печах.

Газы излучают и поглощают энергию в некоторых определенных интервалах длин волн или, как говорят, в полосах, расположенных в различных частях спектра (рис. 17.4). Следовательно, излучение и поглощение трех- и многоатомных газов носит избирательный (селективный) характер.

Твердые тела излучают и поглощают энергию поверхностным слоем, газы же – всем объемом, так как молекулы газы находятся на относительно больших расстояниях друг от друга. Газовые объемы не отражают тепловые

лучи.

При полосовых спектрах закон Стефана – Больцмана не применим и заменяется следующим:

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^n \quad (17.37)$$

где n – показатель степени для CO_2 $n=3,5$ и для водяного пара $n=3$.

Однако для удобства расчетов считают, что излучение газов также следует закону четвертой степени, но вносят в коэффициент C поправку на температуру, так как $C = f(T)$.

При прохождении тепловых лучей через газ, их энергия уменьшается и происходит ослабление лучей. Это ослабление определяется количеством молекул газа, находящихся на пути лучистого потока, который пропорционально парциальному давлению p_i поглощающего тепловые лучи газа и длине пути луча l . Кроме того, поглощательная способность газа зависит от его температуры, и таким образом, $A = F = f(T, p_i, l)$.

Степень черноты газов определяют по формуле:

$$\varepsilon_2 = 1 - e^{-10Kpl} \quad (17.38)$$

где e – основание натурального логарифма, $e=2,7183$;

p – общее давление газов; в обычных условиях сжигания топлива $p = 0,1$ МПа;

l – эффективная толщина излучающего слоя (длина пути луча, пронизывающего газовый объем), м;

$K = K_2 r_n$, где K_2 – коэффициент ослабления лучей трехатомными газами, содержащимися в продуктах сгорания, определяемый по опытной формуле:

$$K_2 = (0,8 + 1,6r_{\text{H}_2\text{O}})(p_n l)^{-0,5} \left(1 - 0,38 \left(\frac{T}{1000} \right) \right) \quad (17.39)$$

Где r_n – объемная доля водяных паров;

T – абсолютная температура газов, К;

$p_n = 10r_n p$ – суммарное парциальное давление трехатомных газов, Па.

Произведение $(-Kpl)$ называют *силой поглощения газов*.

Для облегчения вычислений пользуются номограммами, построенными по формулам (17.38) и (17.39). Длина пути лучей почти всегда различна для различных направлений, и поэтому в выражение (17.38) введена величина l .

Эффективную толщину излучающего газового слоя, ограниченного со всех сторон, определяют по формуле:

$$l = 0,9 \left(\frac{4V}{F} \right) = 3,6 \left(\frac{V}{F} \right) \quad (17.40)$$

где V – объем облучающего слоя, м^3 ;

F – площадь ограждающих поверхностей, м^2 .

Плотность потока излучения $E_{г.е}$ от газа к окружающей среде (стенке) определяется по формуле:

$$E_{г.е} = \varepsilon_{пр} c_0 \left(\left(\frac{T_2}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right) \quad (17.41)$$

Где- $\varepsilon_{пр} = \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_c / \varepsilon_c + \varepsilon_2(1 - \varepsilon_c)$ приведенная степень черноты газ – стенка. ε_c - степень черноты степени.

Если $T_2 > T_c$, то ε_2 выбирают по температуре газа $T_г$, если $T_c > T_2$, то $\varepsilon_г$ выбирают по температуре стенке.

Пример 17.1. Стальные окисленные трубы с наружным диаметром 100 мм уложены в канал из красного кирпича размером 40 * 50 см длиной 10 м. Определить тепловой поток от стенок труб к поверхности кладки, если температура стенки труб 80°C , а стенки кладки 30°C .

Решение. Определяем площади поверхностей теплообмена труб и стенки канала.

$$S_T = \pi d_n \cdot l = 3,14 \cdot 0,1 \cdot 10 = 3,14 \text{ м}^2$$

$$S_k = a \cdot l + 2(b \cdot l) = 0,4 \cdot 10 + 2(0,5 \cdot 10) = 14 \text{ м}^2$$

По формуле (17.28) находим приведенную степень черноты

$$\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{S_T}{S_K} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} = \frac{1}{\left(\frac{1}{0,8} + \frac{3,14}{14} \left(\frac{1}{0,93} - 1 \right) \right)} = 0,476$$

где $\varepsilon_1 = 0,8$ - степень черноты стальной окисленной трубы;

$\varepsilon_2 = 0,93$ - степень черноты кладки из красного кирпича.

По формуле (17.29) определим тепловой поток $\Phi_{\text{ТК}}$

$$\Phi_{\text{ТК}} = \varphi_{\text{ТК}} \cdot \varepsilon_{\text{пр}} c_0 \cdot s_{\text{T}} \left(\left(\frac{T_{\text{T}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{К}}}{100} \right)^4 \right) = 0,476 \cdot 5,67 \cdot 3,14 (3,53^4 - 3,03^4)$$

$$= 601,53 \text{ Вт}$$

где $c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ - излучательная способность абсолютно черного тела;

$\varphi_{\text{ТК}} = \frac{S_{\text{ТК}}}{S_{\text{T}}} = 1$ - угловой коэффициент излучения.

Пример 17.2. Определить тепловой поток от дымовых газов к стенкам трубного пучка пароперегревателя котла лучеиспусканием. Трубы расположены в шахматном порядке. Наружный диаметр труб 57 мм, шаг поперек потока 300 мм вдоль потока 240 мм. Температура газов перед газоходом $t_2' = 1117 \text{ }^\circ\text{C}$ и после него $t_2'' = 1080 \text{ }^\circ\text{C}$. Температура наружной поверхности труб $t_c = 770 \text{ }^\circ\text{C}$. Степень черноты стальной трубы $\varepsilon_c = 0,8$. В состав продуктов сгорания входят 13% CO_2 и 11% H_2O .

Решение. Эффективная толщина газового слоя для трубного пучка, согласно таб. 14.2 [Бах 1] для случая

$$\frac{F_1 + F_2}{d_{\text{н}}} = \frac{300 + 240}{57} = 9,47 > 7 \text{ и эффективна длина луча}$$

$$l = \left(2,82 \frac{F_1 + F_2}{d} - 10,6 \right) d_{\text{н}} = \left(2,82 \frac{300 + 240}{57} - 10,6 \right) 57 \cdot 10^{-3} = 0,919 \text{ м}$$

Объемная доля трехатомных газов

$$r_n = r_{\text{CO}_2} + r_{\text{H}_2\text{O}} = 0,13 + 0,11 = 0,24$$

Суммарная поглощательная способность трехатомных газов

$$p_n l = r_n l = 0,24 \cdot 0,919 = 0,221$$

Средняя температура газов $T_2 = \frac{T_2' + T_2''}{2} = \frac{1117 + 1080}{2} + 273 = 1371,5 \text{ К}$

Коэффициент ослабления лучей трехатомных газов по формуле (17.39)

$$K_2 = (0,8 + 1,6 r_{\text{H}_2\text{O}}) (p_n l)^{-0,5} \left(1 - 0,38 \left(\frac{T_2}{1000} \right) \right)$$

$$= (0,8 + 1,6 \cdot 0,11) (0,221)^{-0,5} \left(1 - 0,38 \cdot \frac{1371,5}{1000} \right) = 0,99$$

Суммарная сила поглощения

$$K_{pl} = K_2 r_n p l = 0,99 \cdot 0,24 \cdot 0,1 \cdot 10 \cdot 0,919 = 0,218$$

Определяем степень черноты газов по формуле (17.38)

$$\varepsilon_2 = 1 - e^{-Kpl} = 1 - 2,7183^{-0,218} = 0,196$$

$$\text{Определяем } \varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_2 \cdot \frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_c + \varepsilon_2(1 - \varepsilon_c)} = \frac{0,196 \cdot 0,8}{0,8 + 0,196(1 - 0,8)} = 0,187$$

По формуле (17.41) определяем плотность потока излучения $E_{\text{гс}}$ от газа к окружающим поверхностям теплообмена

$$E_{\text{гс}} = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left(\left(\frac{T_2}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right) = 0,187 \cdot 5,67 \left((13,715)^4 - (10,43)^4 \right) = 25719 \text{ Вт/м}^2$$

Вопросы для самоконтроля.

1. Что такое лучистый теплообмен? Объясните процесс лучистого теплообмена между телами.
2. Назовите виды лучистых потоков. Какое излучение называется эффективным? Какое излучение называется результирующим?
3. Поясните понятие «абсолютно черное тело», «абсолютно белое тело», «диатермическое тело».
4. Сформируйте основные законы теплового излучения (Планка, Вина, Стефана-Больцмана, Кирхгофа и Ламберти).
5. Как рассчитывается плотность теплового потока излучением для «абсолютно черного» и «серого» тела?
6. Какая разница между степенью черноты тела и приведенной степенью черноты?
7. Какое излучение называется интегральным излучением?
8. Для каких целей в технике применяют экраны?
9. Как происходит лучеиспускания газов по сравнению с твердыми телами?
10. Как понимается термин «длина пути луча»?
11. Что такое коэффициент облученности?
12. Как рассчитывается приведенная степень черноты и плотность лучистого потока при теплообмене газа с твердой поверхностью?

ГЛАВА 18 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

18.1 Сложный теплообмен

Разделение теплопереноса на элементарные процессы теплообмена – **теплопроводность, конвекцию и излучения** удобно для изучения этих процессов. В действительности эти виды теплообмена протекают одновременно и влияют друг на друга. Конвективный теплообмен всегда сопровождается теплопроводностью и часто излучением, а лучеиспускание – теплопроводностью и конвективным теплообменом. **Процесс передачи теплоты двумя и всеми тремя способами одновременно называется сложным теплообменом.**

При рассмотрении сложного теплообмена, в качестве основного, при низких температурах принимается конвективный, а при высоких температурах – излучение. Количественной характеристикой процессов является суммарный коэффициент теплообмена $a = a_k + a_n$, где a_k – учитывает действие конвективного теплообмена и теплопроводности, a_n – действие лучеиспускания. Коэффициент теплообмена a_k считают по формуле, приведенным в главах 13...15, а под a_n понимают отношение плотности потока излучения E_n к разности температур поверхности и газа

$$a_n = \frac{E_n}{t_w - t_f} = \varepsilon c_0 \left(\left(\frac{T_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right) / t_w - t_f \quad (18.1)$$

где t_w и t_f – температуры соответственно стенки и газа, °С ε – коэффициент теплового излучения, $c_0 = 5,67 \text{ Вт(м}^2\text{К}^4)$ излучательная способность абсолютно черного тела.

Суммарный тепловой поток будет равен

$$q = q_k + E_n = \bar{a}_k (t_w - t_f) + \bar{a}_n (t_w - t_f) = (a_k + a_n) (t_w - t_f) \quad (18.2)$$

Процесс переноса теплоты от горячей среды к холодной, через твердую стенку, называется теплопередачей. Он объединяет все рассмотренные нами ранее элементарные процессы, конвективный теплообмен, теплопроводность и излучение. Количественной характеристикой процесса является коэффициент

теплопередачи K , Вт($\text{м}^2 \cdot \text{К}$), численно равный количеству теплоты, переданному от одной подвижной среды к другой в единицу времени, через единицу поверхности, при разности температур между срезами в один $^{\circ}\text{C}$ (К). Взаимная связь между коэффициентами теплопередачи K , теплопроводности λ и теплоотдачи α зависит от геометрической формы стенки, разделяющей теплоносителей

18.2. Теплопередача через плоскую стенку

Рассмотрим процесс передачи теплоты через однородную плоскую стенку толщиной δ (рис.18.1), теплопроводность стенки λ .

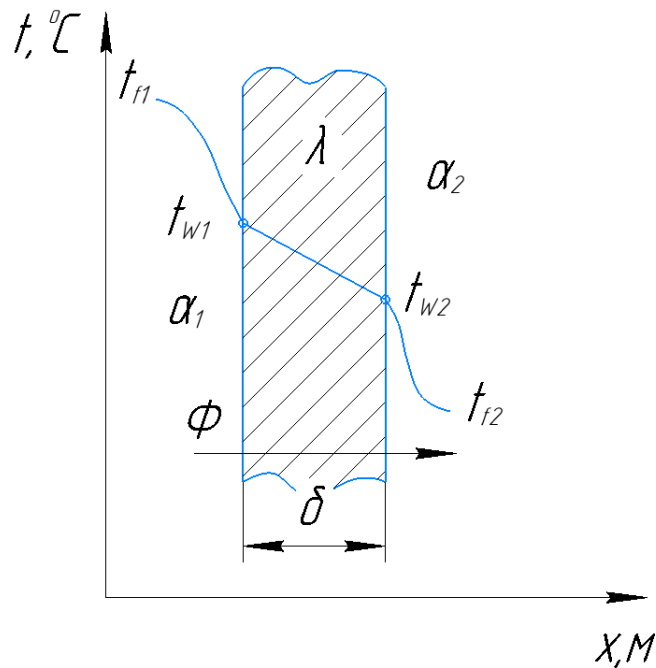


Рис. 18.1. Теплопередача через однослойную плоскую стенку

Теплота передается от среды с температурной $t_{\varphi_2} < t_{\varphi_1}$. Коэффициент теплообмена α и α_2 . Режим переноса теплоты стационарный $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$. Необходимо определить тепловой поток Φ , Вт и распределение температуры внутри стенки $t=\varphi(x)$.

При стационарном режиме, количество теплоты, передаваемое от горячей среды к стенке, равно количеству теплоты, переданному через стенку, и количеству теплоты, отданному от стенки к холодной среде. Для поверхностной плотности теплового потока при $q=\text{const}$

$$\begin{cases} q_1 = \alpha_1(t_{\varphi_1} - t_{w_1}); & q_{\alpha_1}^1 = (t_{\varphi_1} - t_{w_1}) \\ q_1 = \left(\frac{\lambda}{\delta}\right)(t_{w_1} - t_{w_2}); & q_{\frac{\lambda}{\delta}}^{\delta} = (t_{w_1} - t_{w_2}) \\ q_1 = \alpha_2(t_{w_2} - t_{\varphi_2}); & q_{\alpha_2}^1 = (t_{w_2} - t_{\varphi_2}) \end{cases} \quad (18.3)$$

Выполнив преобразования, получим

$$q = \frac{t_{\varphi_1} - t_{\varphi_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (18.4)$$

где $K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$ – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²К)

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется термическим сопротивлением теплопередачи $R=1/K$, (м² · К)/Вт

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}$$

$$q = K(t_{\varphi_1} - t_{\varphi_2}) = \left(\frac{1}{R}\right)(t_{\varphi_1} - t_{\varphi_2}) \quad (18.5)$$

Выражение для полного теплового потока имеет вид

$$\Phi = qF = KF(t_{\varphi_1} - t_{\varphi_2}) = (S/R)(t_{\varphi_1} - t_{\varphi_2}) \quad (18.6)$$

Для многослойной стенки коэффициент теплопередачи $K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}$,

где $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ – термическое сопротивление теплопроводности многослойной стенки, $i=1,2,\dots,n$; n -количество слоев, из которых состоит многослойная стенка

Температурное поле $t=f(x)$ определяется для стационарного теплового режима $q=\text{const}$

$$q = \frac{t_{f_1} - t_{f_2}}{R} = \frac{t_{f_1} - t_x}{R_{1-x}} \quad (18.7)$$

Отсюда

$$t_x = t_{f_1} - \left(\frac{R_{1-x}}{R}\right) (t_{f_1} - t_{f_2}) \quad (18.8)$$

где R_{1-x} – термическое сопротивление от горячей среды до сечения X (включает $1/\alpha_1$), где рассчитывается значение искомой температуры. Например

$$t_{w_1} = t_f - \Phi R_{\alpha_1}$$

18.3. Теплопередача через цилиндрическую стенку

Определим теплопередачу через цилиндрическую стенку (трубу), длиной l , с внутренним диаметром d , и внешним d_2 (радиусы трубы r_1 и r_2) (рис.18.2).

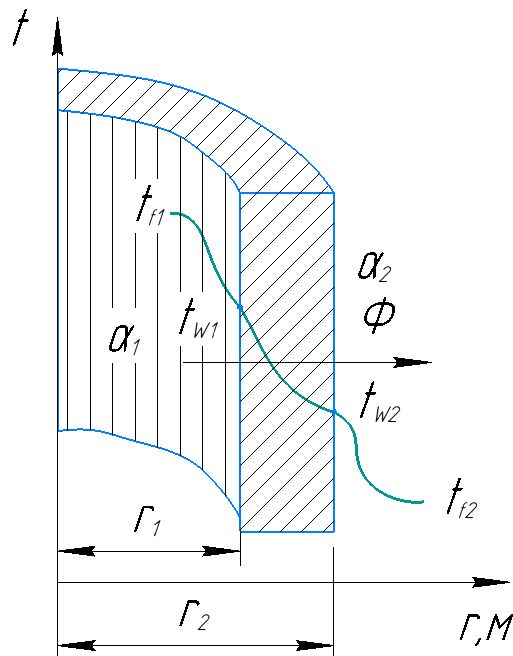


Рис. 18.2. Теплопередача через однослойную цилиндрическую стенку

Теплопроводность стенки трубы λ , Вт (м·К). Внутри трубы протекает горячая жидкость с температурой t_{f_1} , снаружи трубы омывается холодной жидкостью с температурой t_{f_2} . Температуры жидкости и стенки изменяется только в направлении радиуса r заданы коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 . Тепловой поток стационарный $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$. Внутренние источники теплоты отсутствуют.

Для установившегося теплового режима, если пренебречь потерями теплоты с торцов труб, можно написать уравнение плотности теплового потока к 1 м длины трубы:

$$\frac{\Phi}{l} = q_e = a_1 \pi d_1 (t_{f_1} - t_{f_2}) = \frac{2\pi\lambda(t_{w_1} - t_{w_2})}{\ln\left(\frac{d_2}{d_1}\right)} = \alpha_2 \pi d_2 (t_{w_1} - t_{\varphi_2}) \quad (18.9)$$

Преобразив уравнение (18.9) аналогично предыдущему уравнению (18.3), получим расчетную формулу:

$$q_e = k_e \pi (t_{f_1} - t_{f_2}) \quad (18.10)$$

где $k_e = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + \left(\frac{1}{2\lambda}\right)\left(\frac{\ln d_2}{d_1}\right) + 1/\alpha_2 d_2}$ – линейный коэффициент теплопередачи, Вт/(м·К)

Величину, обратную k_e , т.е. $Re = 1/k_e$, называют линейным термическим сопротивлением теплопередачи

$$Re = \frac{1}{k_e} = \left(\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{\left(\frac{1}{2\lambda}\right) \ln d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right) \quad (18.11)$$

Для многослойной цилиндрической стенки линейное термическое сопротивление теплопередачи равно

$$Re = 1/\alpha_1 d_1 + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda} \frac{\ln d_{i+1}}{d_i} + 1/d_2 d_n \quad (18.12)$$

Температуры стенки t_{w_1} и t_{w_2} можно определить из уравнения (18.9):

$$(t_{w_1} = t_{f_1} - \frac{q_e}{\pi \alpha_1 d_1}; \quad t_{w_2} = t_{f_2} + q_e / (\pi d_2 \alpha_2))$$

Температурное поле $t = \varphi(\tau)$ в однородной цилиндрической стенке можно рассчитать по формуле

$$t = t_{f_1} - \frac{(t_{f_1} - t_{f_2}) \left(\frac{1}{Bi_1} + \ln\left(\frac{z}{z_1}\right) \right)}{\frac{1}{Bi} + \ln\left(\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{Bi_2}\right)} \quad (18.13)$$

где $Bi_1 = \alpha_1 r / \lambda_{cm}$; $Bi = \alpha_2 r_2 / \lambda_{cm}$; - критерии Био.

Если стенка трубы тонкая, то для вычисления линейной плотности теплового потока q_e можно использовать формулу для плоской стенки:

$$q_e = k\pi d_{cp}(t_{f1} - t_{f2}) = \frac{\pi d_{cp}(t_{f1} - t_{f2})}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (18.14)$$

где k – коэффициент теплопередачи для плоской стенки, Вт/(м²·К)
 $d_{cp} = 0,5(d_1 + d_2)$ – средний диаметр цилиндрической стенки, м $\delta = 0,5(d_2 - d_1)$ – толщина стенки.

Если $d_1/d_2 > 0,5$, то погрешность расчета не превышает 4%. Это погрешность уменьшается, если при выборе d_{cp} придерживается следующих рекомендаций:

· если $\alpha_1 \gg \alpha_2$, то $d_{cp} = d_1$, если $\alpha_1 = \alpha_2$, то $d_{cp} = 0,5(d_1 + d_2)$, если $\alpha_1 \ll \alpha_2$, то $d_{cp} = d_2$.

Для упрощения расчетов при определении q_e малыми термическими сопротивлениями можно пренебречь.

18.4. Теплопередача через шаровую стенку

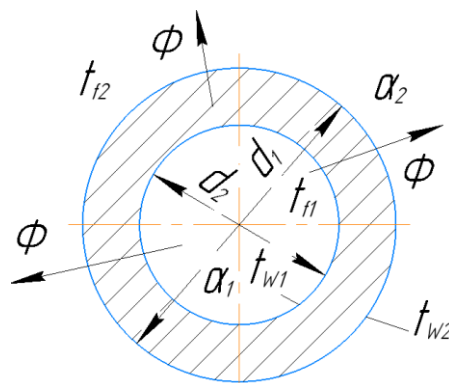


Рис. 18.3. Теплопередача через шаровую стенку

Рассмотрим полый шар. Внутренний диаметр шара d , внешний – d_2 (радиуса шара – r_1 и r_2), теплопроводность материала λ , Вт/(м·К). Внутри шара находится горячая среда с температурой t_{f1} , снаружи холодная с t_{f2} . Коэффициенты теплообмена α_1 и α_2 . Внутренние источники теплоты отсутствуют ($q_v = 0$)

При установившемся тепловом режиме тепловой поток

$$\Phi = \alpha_1 \pi d_1^2 (t_{f_1} - t_{w_1}) = \frac{2\pi\lambda}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}} (t_{w_1} - t_{w_2}) = d_2 \pi d_2^2 (t_{w_2} - t_{f_2}) \quad (18.15)$$

Или

$$\Phi = \frac{\pi(t_{f_1} - t_{f_2})}{1(\alpha_1 d_1^2 + (\frac{1}{2\lambda})(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2})} = K_{ш} \pi (t_{f_1} - t_{f_2}) \quad (18.16)$$

где $K_{ш} = \frac{1}{1(\alpha_1 d_1^2 + (\frac{1}{2\lambda})(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2})}$ – коэффициент теплопередачи шаровой

стенки, Вт/К

Обратная величина $R_{ш} = 1/K_{ш}$ – называется термическим сопротивлением теплопередачи шаровой стенки, К/Вт.

Зная тепловой поток Φ , температуры t_{w_1} и t_{w_2} по уравнениям $t_{w_1} = t_f - \frac{\Phi}{\pi d_1^2 \alpha_1}$; $t_{w_2} = t_{f_2} + \Phi / (\pi d_2^2 \alpha_2)$

Температурное поле $t = \varphi(\tau)$ в однородном шаровом стенке рассчитывается по формуле ($q_v = 0$)

$$t = t_f - \frac{(t_{\varphi_1} - t_{\varphi_2}) \left(\frac{\tau_2}{\tau_1 Bi} \right) + \frac{\tau_2}{\tau_1} - \tau_2 / \tau}{\frac{\tau_2}{\tau_1 Bi} + \frac{\tau_2}{\tau_1} - 1 + \frac{1}{Bi_2}} \quad (18.17)$$

где $Bi_1 = \frac{\alpha_1 \tau_1}{\lambda}$, $Bi = \alpha_2 \tau_2 / \lambda$ – критерии Био.

18.5. Теплопередача через ребристую стенку

Рассмотрим плоскую стенку толщиной δ , теплопроводности стенки λ . На одной стороне стенки имеются ребра, выполненные из того же материала, что и стенка (рис.18.4).

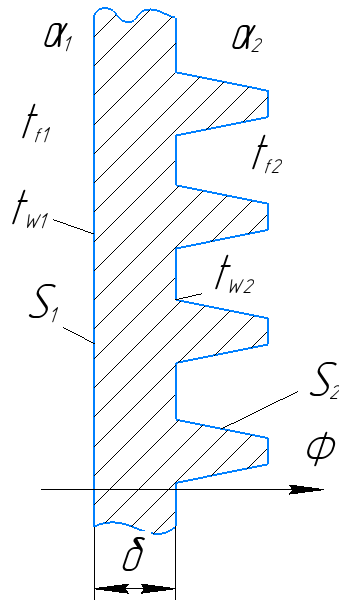


Рис. 18.4. Теплопередача через ребристую стенку

С обеих сторон стенки омывается теплоносителями с температурами t_{φ_1} и t_{φ_2} . Коэффициенты теплообмена α , со стороны гладкой поверхности и α_2 со стороны оребренной поверхности, причем $\alpha_1 \gg \alpha_2$.

Площадь гладкой поверхности F_1 , оребренной - F_2 .

При установившемся тепловом режиме тепловой поток Φ , Вт

$$\Phi = \alpha_1 F_1 (t_{f_1} - t_{w_1}) = \left(\frac{\lambda}{\delta}\right) (t_{w_1} - t_{w_2}) = \alpha_2 F_2 (t_{w_2} - t_{f_2}) \quad (18.18)$$

или

$$\Phi = \frac{t_{f_1} - t_{f_2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}} = K_p (t_{f_1} - t_{f_2}) \quad (18.19)$$

где $K_p = \frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}$ - коэффициент теплопередачи оребренной стенки, Вт/(м² · К).

Поверхностные плотности теплового потока q_1 и q_2 соответственно через поверхности F_1 и F_2 различны и рассчитывается по следующим формулам.

Для гладкой поверхности

$$q_1 = \frac{\Phi}{F_1} = K_{p_2} (t_{f_1} - t_{f_2}) \quad (18.20)$$

$$\text{Где } K_{p_1} = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \left(\frac{1}{a_2}\right)\left(\frac{F_1}{F_2}\right)}$$

Для оребренной поверхности

$$q_2 = \frac{\Phi}{F_2} = K_{p_2}(t_{f_1} - t_{f_2}) \quad (18.21)$$

$$\text{Где } K_{p_2} = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + \frac{F_2}{F_1} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)\left(\frac{F_2}{F_1}\right) + \frac{1}{a_2}}, \text{ Вт/ м}^2 \cdot \text{К}$$

При этом $q_1 \neq q_2$, так как $\Phi = \text{const}$, а $F_1 \neq F_2$.

Отношение оребренной поверхности F_2 к гладкой F_1 (F_2/F_1) называется коэффициентом оребрения $\varepsilon_p = \left(\frac{F_2}{F_1}\right)$. При выводе расчетных уравнений предполагалось, что t_{w_2} постоянна по всей оребренной поверхности.

В основном ребристые поверхности применяются для выравнивания термических сопротивлений теплоотдачи, когда с одной стороны поверхности нагрева большие коэффициенты теплообмена a , а с другой – малые (отопительные приборы, калориферы, цилиндры двигателей внутреннего сгорания с воздушным охлаждением, водо и паровоздушные теплообменники).

При малом коэффициенте теплообмена a при помощи ребер увеличивается поверхность теплообмена.

Показателем рабочей характеристики ребра является его эффективность. Расчет эффективности ребер различной формы приведены в параграфе 15.2 формулы (15.25 ... 15.32).

18.6. Интенсификация теплопередачи

Для интенсификации процесса переноса теплоты через стенку, согласно уравнению теплопередачи, необходимо увеличить перепад температур между теплоносителями ($t_{f_1} - t_{f_2}$), либо уменьшить термическое сопротивление теплопередачи R_k . Изменить температуры обычно не удастся, так как они обусловлены требованиями технологического процесса.

Можно уменьшить величину термического сопротивления R_k различными

способами, воздействуя на любую из составляющих $R_{a_1}, R_{\lambda}, R_{a_2}$

Наиболее простым путем является интенсификация теплоотдачи за счет увеличения скорости потока, омывающей теплообменную поверхность. Однако, при этом способе быстро растут гидравлические сопротивления, а следовательно, и затраты энергии на привод нагнетателей. Например, увеличение скорости потока в 2 раза приводит к возрастанию теплоотдачи в 1,75 раза, а при этом гидравлическое сопротивление возрастает в 3,4 раза. Таким образом, нельзя рассматривать интенсификацию теплообмена изолированно от затрат энергии.

Таким образом, под интенсификацией теплообмена необходимо понимать суммарный эффект увеличения интенсивности теплопередачи при заданных уровнях энергозатрат и начальных, и конечных температурах рабочих сред.

Методы интенсификации теплообмена можно разделить на активные и пассивные методы. При активном методе применяют механическое воздействие на поверхность теплообмена (вращение или вибрация поверхности, перемешивание жидкости и т.п.); воздействие на поток электрическим, магнитным или акустическим полем, пульсаций давления, вдув или отсос рабочей среды через пористую поверхность, использование эффектов поверхностного натяжения, наложения электростатического поля, капельной конденсации, добавление в жидкость твердых частиц или газовых пузырьков. При пассивном методе, в основном, создают турбулизацию пограничного слоя за счет установки винтовых, локальных и пластинчатых закручивателей потока. Естественно, наибольшее влияние на величину R_k будет оказывать уменьшение наибольшего слагаемого термического сопротивления.

Выбор метода интенсификации теплообмена в каждом случае индивидуален, определяется назначением аппарата, его конструкцией и свойствами рабочих тел.

18.7. Тепловая изоляция. Критический диаметр.

Для уменьшения тепловых потерь, многие элементы тепломеханического оборудования и трубопроводы теплоизолируют, покрывая их стенки теплоизоляционным материалом, теплопроводности λ из которого при температуре 50 ... 100°C не должна превышать 0,2 Вт/(м·к) ($\lambda_{из} \leq 0,2$ Вт/(м·к). Большинство теплоизоляционных материалов состоят из порошковой, волокнистой или пористой основы, заполненной воздухом. Термическое сопротивление теплоизолятора создает воздух, а основа лишь препятствует возникновению естественной конвекции и переносу теплоты излучения.

Расчет теплоизоляции проводят по формуле теплопередачи для плоской, цилиндрической или шаровой стенки. Величина допустимых тепловых потерь обычно известна, а в результате расчета находят толщину теплоизоляции $\delta_{из}$, которая входит в значение термического сопротивления теплопроводности R_λ . Если в условии задается допустимая температура наружной стенки, то допустимые тепловые потери с 1 м² поверхности теплоизоляционного объекта определяют по формуле

$$q_n = \lambda_2(t_{w_2} - t_{\varphi_2}) \quad (18.22)$$

где t_{φ_2} – температура воздуха в помещении, °С.

Вид теплоизолятора выбирают по температуре и физико-химическим свойствам теплоносителей.

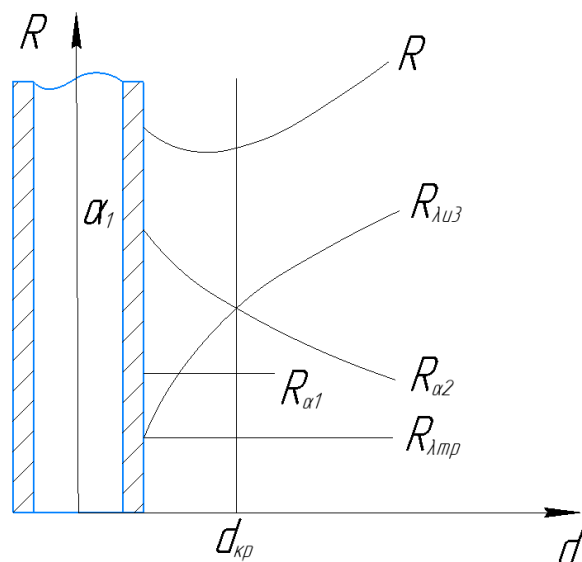


Рис. 18.5. Зависимость термических сопротивлений от наружного диаметра теплоизоляции на трубе

Следует иметь в виду, что увеличение толщины слоя теплоизолятора на плоской стенке всегда увеличивают ее термическое сопротивление, в результате чего увеличивается и суммарное, термическое сопротивление теплопередачи конструкции и тепловые потери снижаются. Значения R_{a1} и R_{a2} при этом остаются постоянными. Однако, тепловые потери изолированных цилиндрических трубопроводов уменьшаются не пропорционально увеличению толщины тепловой изоляции. Это объясняется тем, что при увеличении толщины тепловой изоляции, термического сопротивления слоя изоляции $R_{из} = \frac{1}{2\lambda_{из}} \ln \frac{d_{из}}{d_n}$ увеличивается, а термическое сопротивление теплоотдачи в окружающую среду $R_{a1} = 1/a_2 d_{из}$ уменьшается из-за увеличения $d_{из}$. Здесь $d_{из}$ и d_n – наружные диаметры соответственно тепловой изоляции и трубы. В результате при наружном диаметре теплоизоляции $d_{изн}$, меньше некоторой критической величины $d_{кр}$, у толщины теплоизоляции приводит к уменьшению суммарного термического сопротивления теплопередачи R_k . И соответственно к увеличению теплотерь.

Оказывается, теплоизоляция эффективно работает только при $d_{из} > d_{кр}$. Для определения $d_{кр}$ приравняем нулю произвольную по $d_{из}$ от полного

термического сопротивления теплопередачи

$Re = R_{a_1} + R_{\lambda_{тр}} + R_{\lambda_{из}} + R_{\alpha_{21}}$ – где $R_{\lambda_{из}}$ и $R_{\lambda_{тр}}$ – термические сопротивления теплопроводности слоя изоляции и стенки трубы. В результате получим $d_{кр} = 2\lambda_{из}/a_2$. При $d_{из} > d_{кр}$ с увеличением $d_{из}$ термическое сопротивление Re возрастает, а тепло потери будут уменьшаться.

Например, в случае теплоизоляции труб, находящихся в помещении стекловатой $a_2 = 10 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $\lambda_{из} = 0,3 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ значение критического диаметра $d_{кр} = 2 \cdot \frac{0,3}{10} = 0,06 \text{ м} = 60 \text{ мм}$.

Очевидно, что аналогичный эффект будет наблюдаться и для тел другой геометрической формы, у которых внутренняя и внешняя поверхности различны.

Требуемую толщину тепловой изоляции трубы, внутри которой течет горячая жидкость, при теплоотдаче в условиях естественной конвекции и температуре окружающей среды $t=20 \text{ }^\circ\text{C}$ с точностью до 3 ... 5% можно определить по эмпирической формуле

$$\delta_{из} = \frac{2,75d_1^{1,2} \lambda_{из}^{1,35} t_w^{1,73}}{q_e^{1,5}} \quad (18.23)$$

где d_1 - диаметр трубопровода, мм;

t_w - температура стенки трубы, $^\circ\text{C}$;

q_e - допустимые тепловые потери с 1 м длины трубопровода, Вт/м.

Пример 18.1. Рассчитать тепловой поток Φ от горячей воды с температурой $t_{f_1} = 90 \text{ }^\circ\text{C}$, текущей в стальной трубе длиной 15 м с внутренним диаметром $d_{вн} = 100 \text{ мм}$, внешним диаметром $d_{н} = 108 \text{ мм}$. Расход воды $V_t = 12 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3/\text{с}$. Труба используется для отопления гаража, температура воздуха в котором $10 \text{ }^\circ\text{C}$, температура стен гаража $t_w = 7 \text{ }^\circ\text{C}$. Теплопроводность стали $\lambda = 51,5 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Решение. Решение задачи производим методом последовательного приближения. Для расчета значений a_1 и a_2 задаваемая температурами поверхностей трубы из условий $t_{f_1} > t_{w_1} > t_{w_2} > t_{f_2}$, причем разность температур тем больше, чем

больше термическое сопротивление. Исходя из этого принимаем температуры $t_{w_2} = 89\text{ }^\circ\text{C}$; $t_{w_1} = 89,5\text{ }^\circ\text{C}$.

Находим среднюю скорость течения ω_{f_1} воды в трубе:

$$w_{f_1} = \frac{4V_t}{\pi d_{\text{BH}}^2} = \frac{4 \cdot 12 \cdot 10^{-2}}{3,14 \cdot 0,1^2} = 1,53 \text{ м/с}$$

Рассчитываем коэффициент теплообмена a от воды к трубе. . Определяем для этого теплофизические параметры воды при $t_{\text{cp}} = 0,5(90 + 89,5) = 89,75\text{ }^\circ\text{C}$ по таб. А5 [мс2].

$$\lambda_f = 0,676 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \quad \nu_f = 0,327 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}} \quad P_{\tau_f} = 1,97, P_{\tau_w} 1,96$$

Определяем число Рейнольдса

$$Re_f = \frac{w_{f_1} d_{\text{BH}}}{\nu} = \frac{1,53 \cdot 0,1}{0,327 \cdot 10^{-6}} = 46788$$

По уравнению (13.23)

$$\bar{Nu}_f = 0,021 Re_f^{0,8} \cdot P_{\tau_f}^{0,43} \left(\frac{P_{\tau_f}}{P_{\tau_w}} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_e, \text{ находим число Нуссельта, где } \varepsilon_e = \frac{l}{d} =$$

$$\frac{10}{0,1} = 100 > 50 \text{ и } \varepsilon_e = 1$$

$$\bar{Nu}_f = 0,021 \cdot 46788^{0,8} \cdot 1,97^{0,43} (1,97/1,96)^{0,25} = 7298,8 \cdot 0,021 = 153,11$$

$$\text{Находим } \bar{\alpha}_1 = \frac{\bar{Nu}_f \lambda_f}{d_{\text{BH}}} = \frac{153,11 \cdot 0,676}{0,1} = 1035 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$$

Определяем суммарный коэффициент теплообмена α_2

$$\alpha_2 = \alpha_k + \alpha_n$$

Рассчитаем α_k , коэффициент теплообмена между наружной стени трубы и воздухом помещения.

По средней температуре воздуха $\bar{t} = 0,5(t_{w_2} + t_{f_2}) = 0,5(89 + 10) = 49,5\text{ }^\circ\text{C}$ по таблице А1(Ме 2) выбираем теплофизические параметры воздуха $\lambda_{f_2} = 2,825 \cdot 10^2 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}, \nu_{f_2} = 17,955 \cdot 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}, P_{\tau_{f_2}} = 0,698. \beta = \frac{1}{T} = \frac{1}{273+49,5} = 3,1 \cdot 10^{-2} \text{ К}^{-1}$

Безразмерное число Грасгофа

$$Gr_{\varphi_2} = \frac{g\beta(t_{w_2} - t_{\varphi_2})d_{\text{H}}^3}{\nu_{\varphi_2}^2} = \frac{9,81 \cdot 3,1 \cdot 10^{-2} (89-10) \cdot 0,108^3}{(17,955 \cdot 10^{-6})^2} = 9,387 \cdot 10^6$$

$$\text{Рассчитаем произведение } Gr_f \cdot Pr_f = 9,387 \cdot 10^6 \cdot 0,698 = 6,552 \cdot 10^6$$

По таблице 14.1 находим значение коэффициентов $C=0,54$ и $n=0,25$

Следовательно, согласно формуле (14.2)

$$\bar{N}_{u_{\varphi_2}} = 0,54(Gr_{f_2} \cdot Pr_{f_2})^{0,25} = 0,54(6,552 \cdot 10^{6,25}) = 50,59 \cdot 0,54 = 27,3.$$

$$\bar{\alpha}_k = \frac{N_{u_{f_2}} \cdot \lambda_{f_2}}{d_H} = \frac{27,32 \cdot 2,825 \cdot 10^{-2}}{0,108} = 7,146 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$$

Тепловой поток $\Phi_K = \bar{\alpha}_k \pi d_H l (t_w - t_{f_2}) = 7,146 \cdot 3,14 \cdot 0,108 \cdot 15(89 - 10) = 2871,67 \text{ Вт}$

Определяем тепловой поток излучением с поверхности трубы. Учитывая, что площадь поверхности трубы намного меньше поверхности стен, можно считать $\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_1$. Для окисленной стали $\varepsilon_1 = 0,8$. Тогда при площади трубы $F_1 = \pi d_H l = 3,14 \cdot 0,108 \cdot 15 = 5,087 \text{ м}^2$ по формуле

$$\Phi_n = \varepsilon_1 C_0 S_1 ((T_{w_2}/100)^4 - (28)^4) = 0,8 \cdot 5,67 \cdot 5,087((3,62)^4 - (28)^4) = 2544,1 \text{ Вт}$$

$$\Phi = \Phi_K + \Phi_n = 2871,67 + 2544,1 = 5415,76 \text{ Вт}$$

$$\alpha_1 = \frac{\Phi_n}{S_1(t_{w_2} - t_{f_2})} = \frac{2544,1}{5,087(89 - 10)} = 6,33 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$$

$$\alpha_2 = \alpha_K + \alpha_n = 7,146 + 6,33 = 13,48 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$$

Тепловой поток через цилиндрическую стенку трубы по выражению (18.10)

$$\Phi = \frac{\pi(t_{f_1} - t_{f_2})l}{\frac{1}{\alpha_1 d_{\text{вн}}} + \left(\frac{1}{2\lambda_{\text{тр}}}\right)\left(\frac{\ln d_H}{d_{\text{вн}}}\right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} = \frac{3,14(90 - 10) \cdot 15}{\frac{1}{1035} \cdot 0,1 + \left(\frac{1}{251,5}\right)\left(\frac{\ln 108}{100}\right) + \frac{1}{134,8 \cdot 0,108}} = 5406 \text{ Вт}$$

Зная величину теплового потока, уточним значения температур поверхностей трубы.

$$t_{w_1} = t_{f_1} - \Phi \cdot R_{a_1} = 90 - 5406(2,051 \cdot 10^{-4}) = 88,89 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$t_{w_2} = t_{f_1} + \Phi \cdot R_{a_2} = 10 + 5406 \cdot 0,01458 = 88,83 \text{ }^\circ\text{C}$$

Уточненные значения температур поверхностей стенки трубы близки к предварительно принятым, поэтому повторный расчет с использованием уточненных температур даёт то же самое значение теплового потока Φ .

При расчете теплового потока Φ по приближенной формуле, считая стенку трубы плоской, с толщиной стенки $\delta = 4 \text{ мм}$, получим

$$\Phi = K(t_{f_1} - t_{f_2})d_H \pi l = \frac{(90 - 10) \cdot 0,108 \cdot 3,14 \cdot 15}{\frac{1}{0,35} + \frac{0,004}{51,5} + \frac{1}{13,48}} = 5410,77 \text{ Вт}$$

Как видно, погрешность расчета $\Delta = \frac{5410 - 5406}{5410} \cdot 100 = 0,74 \%$

Пример 18.2. Рассчитать, во сколько раз увеличится тепловой поток от трубы

(условия примера 18.1), если её наружную поверхность увеличить в 10 раз путем оребрения. Термическим сопротивлением ребер пренебречь. Коэффициенты теплоотдачи $a_1 = 1035 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $a_2 = 13,48 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$

Решение. Величина термического сопротивления R_{a_2} для оребренной поверхности будет в $K_{op} = 10$ раз меньше, чем для гладкой. Остальные термические сопротивления R_{a_1} и R_λ останутся неизменными, следовательно

$$\Phi_p = \frac{t_{f_1} - t_{f_2}}{R_{a_1} + R_\lambda + \frac{R_{a_2}}{10}} = \frac{90 - 10}{2,051 \cdot 10^{-4} + 1,59 \cdot 10^{-5} + 1,46 \cdot 10^{-2}} = 47590 \text{ Вт}$$

Таким образом, уменьшение термического сопротивления R_{a_2} в 10 раз, приводит к увеличению теплового в процессе теплопередачи в $\frac{\Phi_{op}}{\Phi} = \frac{47590}{5406} = 8,8$ раз.

Вопросы для самоконтроля.

1. Какой вид теплообмена называется теплопередачей? Напишите уравнение теплопередачи.
2. Поясните понятие «коэффициент теплопередачи», «термическое сопротивление теплопередачи».
3. Напишите уравнение коэффициента теплопередачи и термического сопротивления теплопередачи для многослойной стенки, цилиндрической стенки, шаровой и ребристой стенки.
4. Какой вид теплообмена называется сложным теплообменом? Как рассчитывается коэффициент теплообмена для него?
5. Напишите уравнение линейной плоскости теплового потока.
6. Для чего производят оребрение теплообменной поверхности и со стороны какого теплоносителя?
7. Напишите формулы, по которым рассчитываются коэффициенты теплопередачи ребристой стенки.
8. Какой диаметр тепловой изоляции цилиндрической стенки называется критическим?
9. Назовите основные методы интенсификации теплопередачи.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1 – Свойства газов

Таблица 1.1 – Физические свойства газов

Наименование газа	Химическое обозначение	Молекулярная масса М, кг/кмоль	Удельная газовая постоянная R_0 , Дж/(кг·К)	Плотность при нормальных ф. у. ρ_0 , кг/м ³	Объем киломоля v_m , м ³ /кг
Воздух	-	28,96	287,0	1,293	22,40
Кислород	O ₂	32,00	259,68	1,429	22,39
Азот	N ₂	28,03	269,8	1,251	22,40
Аммиак	NH ₃	17,03	488,3	0,771	22,08
Аргон	Az	39,99	208,2	1,783	22,39
Атмосферный воздух	N ₂	28,16	295,3	1,257	22,40
Водород	H ₂	2,02	4124,0	0,090	22,43
Водяной пар	H ₂ O	18,02	461,0	0,804	22,40
Гелий	Ha	4,00	2078	0,179	22,42
Окись углерода	CO	28,01	296,8	1,260	22,40
Двуокись углерода	CO ₂	44,01	188,9	1,907	22,26
Сернистый газ	SO ₂	64,06	129,0	2,926	21,89
Метан	CH ₄	16,03	518,8	0,51	22,39
Этилен	C ₂ H ₄	28,05	296,6	1,251	22,41
Коксинный газ	-	11,50	721,0	0,515	22,33

Приложение 2 – Теплоемкость газов

Таблица 2.1 – Приближенные значения мольных теплоемкостей при постоянном объеме и давлении

Газы	Теплоемкость, кДж/(кмоль·К)	
	$c_{\mu v}$	$c_{\mu p}$
Одноатомные	12,56	20,93
Двухатомные	20,93	29,31
Трех- и многоатомные	29,31	37,68

Таблица 2.3 – Интерполяционные формулы для истинных и средних мольных теплоемкостей газов

Газ	Истинная мольная теплоёмкость при $p=\text{const}$ в кДж/(кмоль·К)	Средняя мольная теплоёмкость при $p=\text{const}$ в кДж/(кмоль·К)
O ₂	$\mu_{c_p}=29,5802+0,0069706t$	$\mu_{c_{pt}}=29,2080+0,0040717t$
N ₂	$\mu_{c_p}=28,5372+0,0053905t$	$\mu_{c_{pt}}=28,7340+0,0023488t$
CO	$\mu_{c_p}=28,7895+0,0058862t$	$\mu_{c_{pt}}=28,8563+0,0026808t$
Воздух	$\mu_{c_p}=28,7558+0,0057208t$	$\mu_{c_{pt}}=28,8270+0,0027080t$
H ₂ O	$\mu_{c_p}=32,8367+0,0116611t$	$\mu_{c_{pt}}=33,1494+0,0052749t$
SO ₂	$\mu_{c_p}=42,8728+0,0132043t$	$\mu_{c_{pt}}=40,4386+0,0099562t$
В пределах от 0 до 1500° С		
H ₂	$\mu_{c_p}=28,3446+0,0031518t$	$\mu_{c_{pt}}=28,7210+0,0012008t$
CO ₂	$\mu_{c_p}=41,3597+0,0144985t$	$\mu_{c_{pt}}=38,3955+0,0105838t$
В пределах от 1000 до 2700° С		
O ₂	$\mu_{c_p}=33,8603+0,021951t$	$\mu_{c_{pt}}=31,5731+0,0017572t$
N ₂	$\mu_{c_p}=32,7466+0,0016517t$	$\mu_{c_{pt}}=29,7815+0,0016835t$
CO	$\mu_{c_p}=33,6991+0,0013406t$	$\mu_{c_{pt}}=30,4242+0,0015679t$
Воздух	$\mu_{c_p}=32,9564+0,0017806t$	$\mu_{c_{pt}}=30,1533+0,0016973t$
H ₂ O	$\mu_{c_p}=40,2393+0,0059854t$	$\mu_{c_{pt}}=34,5118+0,0045979t$

Таблица 2.3 – Интерполяционные формулы для средних массовых и объемных теплоемкостей газов

Газ	Теплоемкость, кДж/(кг·К)	
	массовая	объемная
1	2	3
В пределах от 0 до 1000 °С		
O ₂	$0,9127 + 0,00012724 \cdot t$ $0,6527 + 0,00012724 \cdot t$	$1,3046 + 0,00018183 \cdot t$ $0,9337 + 0,00018183 \cdot t$
N ₂	$1,0258 + 0,00008382 \cdot t$ $0,7289 + 0,00008382 \cdot t$	$1,2833 + 0,00010492 \cdot t$ $0,9123 + 0,00010492 \cdot t$

Окончание таблицы 2.3

1	2	3
CO	$1,0304 + 0,00009575 \cdot t$ $0,7335 + 0,00009575 \cdot t$	$1,2883 + 0,00011966 \cdot t$ $0,9173 + 0,00011966 \cdot t$
Воздух	$0,9952 + 0,00009349 \cdot t$ $0,7084 + 0,00009349 \cdot t$	$1,2870 + 0,00012091 \cdot t$ $0,9161 + 0,00012091 \cdot t$
H ₂ O	$1,8401 + 0,00029278 \cdot t$ $1,3783 + 0,00029278 \cdot t$	$1,4800 + 0,00023551 \cdot t$ $1,1091 + 0,00023551 \cdot t$
SO ₂	$0,6314 + 0,00015541 \cdot t$ $0,5016 + 0,00015541 \cdot t$	$1,8472 + 0,00004547 \cdot t$ $1,4763 + 0,00004547 \cdot t$
В пределах от 0 до 1500 °C		
H ₂	$14,2494 + 0,00059574 \cdot t$ $10,1241 + 0,00059574 \cdot t$	$1,2803 + 0,00005355 \cdot t$ $0,9094 + 0,00005355 \cdot t$
CO ₂	$0,8725 + 0,00024053 \cdot t$ $0,6837 + 0,00024053 \cdot t$	$1,7250 + 0,00004756 \cdot t$ $1,3540 + 0,00004756 \cdot t$

Воздух	$0,9952 + 0,00009349 \cdot t$ $0,7084 + 0,00009349 \cdot t$	$1,2870 + 0,00012091 \cdot t$ $0,9161 + 0,00012091 \cdot t$
H ₂ O	$1,8401 + 0,00029278 \cdot t$ $1,3783 + 0,00029278 \cdot t$	$1,4800 + 0,00023551 \cdot t$ $1,1091 + 0,00023551 \cdot t$
SO ₂	$0,6314 + 0,00015541 \cdot t$ $0,5016 + 0,00015541 \cdot t$	$1,8472 + 0,00004547 \cdot t$ $1,4763 + 0,00004547 \cdot t$
В пределах от 0 до 1500 °C		
H ₂	$14,2494 + 0,00059574 \cdot t$ $10,1241 + 0,00059574 \cdot t$	$1,2803 + 0,00005355 \cdot t$ $0,9094 + 0,00005355 \cdot t$
CO ₂	$0,8725 + 0,00024053 \cdot t$ $0,6837 + 0,00024053 \cdot t$	$1,7250 + 0,00004756 \cdot t$ $1,3540 + 0,00004756 \cdot t$

Таблица 2.4 – Средняя молярная теплоемкость газов при постоянном давлении

$t, ^\circ\text{C}$	O ₂	N ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	SO ₂	Воздух (абсолютно сухой)
1	2	3	4	5	6	7	8
0	0,9148	1,0304	1,0396	0,8148	1,8594	0,607	1,0036
100	0,9232	1,0316	1,0417	0,8658	1,8728	0,636	1,0061
200	0,9353	1,0346	1,0463	0,9102	1,8937	0,662	1,0115
300	0,9500	1,0400	1,0538	0,9487	1,9192	0,687	1,0191

Окончание таблицы 2.4

1	2	3	4	5	6	7	8
400	0,9651	1,0475	1,0634	0,9826	1,9477	0,708	1,0283
500	0,9793	1,0567	1,0748	1,0128	1,9778	0,724	1,0387
600	0,9927	1,0668	1,0861	1,0396	2,0092	0,737	1,0496
700	1,0048	1,0777	1,0978	1,0639	2,0419	0,754	1,0605
800	1,0157	1,0881	1,1091	1,0852	2,0754	0,762	1,0710
900	1,0258	1,0982	1,1200	1,1045	2,1097	0,775	1,0815
1000	1,0350	1,1078	1,1304	1,1225	2,1436	0,783	1,0907
1100	1,0434	1,1170	1,1401	1,1384	2,1771	0,791	1,0999
1200	1,0509	1,1258	1,4493	1,1530	2,2106	0,795	1,1082
1300	1,0580	1,1342	1,1577	1,1660	2,2429	–	1,1166
1400	1,0647	1,1422	1,1656	1,1782	2,2743	–	1,1242
1500	1,0714	1,1497	1,1731	1,1895	2,3048	–	1,1313
1600	1,0773	1,1564	1,1798	1,1995	2,3346	–	1,1380
1700	1,0831	1,1631	1,1865	1,2091	2,3630	–	1,1443
1800	1,0886	1,1690	1,1924	1,2179	2,3907	–	1,1501
1900	1,0940	1,1748	1,1983	1,2259	2,4166	–	1,1560
2000	1,0990	1,1803	1,2033	1,2334	2,4422	–	1,1610

Таблица 2.5 – Средняя массовая теплоемкость газов при постоянном давлении

$t, ^\circ\text{C}$	O ₂	N ₂	CO	CO ₂	H O ₂	SO ₂	Воздух (абсолютно сухой)
0	0,9148	1,0304	1,0396	0,8148	1,8594	0,607	1,0036
100	0,9232	1,0316	1,0417	0,8658	1,8728	0,636	1,0061
200	0,9353	1,0346	1,0463	0,9102	1,8937	0,662	1,0115

Таблица 2.6 – Средняя молярная теплоемкость газов при постоянном объеме

$t, ^\circ\text{C}$	O ₂	N ₂	CO	CO ₂	H O ₂	SO ₂	Воздух (абсолютно сухой)
1	2	3	4	5	6	7	8
0	20,959	20,704	20,808	27,545	25,184	30,52	20,758
100	21,223	20,733	20,863	29,797	25,426	32,52	20,838
200	21,616	20,800	20,988	31,744	25,803	34,00	20,984
300	22,085	20,972	21,202	33,440	26,260	35,55	21,206
400	22,563	21,185	21,474	34,905	26,775	36,89	21,474
500	21,019	21,449	21,784	36,258	27,315	38,06	21,780
600	23,446	21,729	22,110	37,438	27,880	39,02	22,090
700	23,835	22,027	22,437	38,498	28,474	39,90	22,408
800	24,187	22,320	22,755	39,448	29,071	40,61	22,713
900	24,510	22,609	23,061	40,302	29,693	42,28	23,006
1000	24,803	22,881	23,350	41,077	30,304	41,83	23,283
1100	25,071	23,140	23,622	41,784	30,911	42,33	23,547
1200	25,318	23,322	23,877	42,425	31,510	42,75	23,794
1300	25,548	23,626	24,112	43,007	32,092	-	24,028
1400	25,761	23,848	24,338	43,543	32,661	-	24,250
1500	25,967	24,057	24,543	44,033	33,210	-	24,459
1600	26,159	24,250	24,736	44,485	33,741	-	24,652

Окончание таблицы 2.6

1	2	3	4	5	6	7	8
1700	26,343	24,434	24,916	44,903	34,261	-	24,836
1800	26,519	24,602	25,087	45,289	34,755	-	25,004
1900	26,691	24,765	25,246	45,644	35,224	-	25,167
2000	26,854	24,916	25,393	45,975	35,680	-	25,326

Приложение 3 – Показатели теплофизических свойств твердых тел и газов

Таблица 3.1 – Плотность ρ , теплопроводность λ , теплоемкость c_p металлов и сплавов ($p = 0,1$ МПа, $t = 20$ °С)

Наименование материала	ρ , кг/м ³	λ , Вт/(м·К)	c_p , кДж/(кг·К)
Алюминий	2700	209	0,896
Бронза (75% Cu, 25% Sn)	8660	25,9	0,344
Вольфрам	19340	169	0,134
Дюралюминий	2800	164	0,884
Железо	7880	74	0,440
Кремний	2300	33,7	-
Латунь (70% Cu, 30% Zn)	8520	110,7	0,385
Литий	534	68,6	3,310
Магний	1760	158	0,975
Медь	8930	390	0,388
Молибден	10214	136,9	0,251
Натрий	975	109	1,200
Никель	8900	67,5	0,427
Олово	7300	66,3	0,222
Платина	21460	69,8	0,132
Свинец	11350	35,1	0,127

Окончание таблицы 3.1

Сталь 45	7794	32	0,560
Сталь углеродистая (С= 0,5 %)	7830	53,6	0,465
Сталь нержавеющая 1Х18Н9Т	7900	16	0,520
Уран	19100	19,2	0,117
Цинк	7150	11,3	0,384
Чугун (С=4%)	7270	51,9	0,419

Таблица 3.2 – Плотность ρ , теплопроводность λ , теплоемкость c_p некоторых неметаллических материалов

Наименование материала	t, °С	ρ , кг/м ³	λ , Вт/(м· К)	c_p , кДж/(кг· К)
1	2	3	4	5
Асбошифер	20	1800	0,64	–
Асфальт	30	2120	0,74	1,67
Бетон с щебнем	0	2000	1,28	0,84
Бетон сухой	0	1600	0,84	–
Бумага обыкновенная	20	–	0,14	1,51
Вата хлопчатобумажная	30	80	0,042	–
Гипс сухой	20	1250	0,43	0,85
Глина	20	2000	0,90	0,84
Глина огнеупорная	450	1845	1,04	1,09
Дерево:				
дуб поперек волокон	0	825	0,20	2,39
дуб вдоль волокон	10	825	0,35	2,39
сосна поперек волокон	0	546	0,14	2,72
сосна вдоль волокон	20	546	0,35	2,72
Карболит черный	50	1150	0,231	–
Каучук твердый	20–50	1190	0,159	–
Каучук вулканизированный:				
твердый серый	50	1190	0,230	–
мягкий серый	50	1190	0,184	–
Картон	20	–	0,14	1,51
Кожа	20	–	0,15	–

Продолжение таблицы 3.2

1	2	3	4	5
Котельная накипь:				
богатая гипсом	100	2000	0,7	–
богатая известью	100	1000	0,15	–
богатая силикатом	100	300	0,08	–
Кварц кристаллический:				
поперек оси	0	–	0,72	–
вдоль оси	0	–	1,94	–
Лед	0	917	2,2	2,26
Льняная ткань	–	–	0,088	–
Мел	50	2000	0,9	0,88
Мрамор	0	2800	3,5	0,92
Песок речной:				
сухой	0	1520	0,30	0,80
влажный	20	1650	1,13	2,09
Плексиглас	20	–	0,184	–
Плиты пробковые	80	150	0,044	1,76
Резина:				
твердая обыкновенная	0	1200	0,157	1,38
мягкая	20	–	0,13	1,38
Сажа ламповая	40	165	0,10	–
Сахарный песок	0	1600	0,58	1,26
Сланец	94	–	1,49	–
Стеклотекстолит	20	1800	0,372	–
Снег:				
свежевыпавший	–	200	0,10	2,09
уплотненный	–	400	0,46	2,09
Стекло:				
обыкновенное	20	2500	0,74	0,67
термометрическое	20	2590	0,96	–
кварцевое	800	–	2,40	–
Текстолит	20	1300	0,23	1,46
Фанера клееная	0	600	0,15	2,51
Фарфор	95	2400	1,04	1,09
Фибра:				
красная	–	1290	0,469–0,498	–
белая	–	1290	0,278–0,291	–
Фибролит магниальный	0	300	0,099	–
	–	350	0,128	–
Целулоид светлый	30	1400	0,209	–
Эбонит	20	1200	0,16	–
Шлак котельный	0	1000	0,29	0,75

Окончание таблицы 3.2

1	2	3	4	5
Штукатурка:				
Известковая	0	1600	0,72	0,84
Цементно-песчанная	0	1800	1,20	0,84

Таблица 3.3 – Плотность ρ , теплопроводность λ и предельная температура t применяемых теплоизоляционных и огнеупорных материалов и изделий

Наименование материала, изделия	ρ , кг/м ³	λ , Вт/(м·К)	t , °С
1	2	3	4
Материалы			
Асбест	500	0,107+0,00019t	700
Асбозонолит	520	0.143+0.00019t	700
Асбозурит	700	0.162+0.000169t	300
Асбослюда	600	0.120+0.000148t	600
Асюотермит	560	0.109+0.000145t	550
Вата:			
Минеральная стеклянная	200	0,047+0.87t	500
Шлаковая (сорт 0)	200	0.06+0.000145t	750
Диатомит молотый	450	0.091+0.00028t	800
Зонолит (вермикулит)	200	0.072+0.000262t	1100
Новоасбозурит	600	0.144+0.00014t	250
Ньювель	450	0.87+0.00064t	350
Совелит	500	0.09+0.00087t	450
Ферригипс (паста феррон)	500	0.101+0.00015t	600
Изделия			
Альфоль гофрированный, сегменты	200	0.0535+0.000221t	500
Блоки пенобетонные	500	0.122 при 50 °С	300

Окончание таблицы 3.3

1	2	3	4
Войлок:			
Минеральный	250	0,058 при 50 °С	-
Строительный	300	0,05 при 0 °С	190
Кирпич:			
диатомитовый	550	0.113+0.00023t	850
динасовый	1500	0.9+0.0007t	1700
керамический (красны)	1800	0.77 при 0 °С	-
магнезитовый	2700	4.65-0.0017t	1700
пеношамотный	600	0.10+0.000145t	1300
пенодиатомитовый	230	0.07 при 70 °С	700
хромитовый	3050	1,3+0,00041t	1700
шамотный	1850	0.84+0.0006t	1400
Сегменты:			
Асбоцементные	400	0.0919+0.000128t	450
Торфяные	425	0.0686+0.000116t	60
Плиты:			
Вермикулитовые	380	0.081+0.00015t	700
Вулканитовые	400	0.080+0.00021t	600
Пробка шлаковая и минеральная	270	0.064 при 50 °С	150

Таблица 3.4 – Теплофизические свойства некоторых газов (при $t=0$ °С)

Газы	λ , Вт/(м·К)	ρ , кг/м ³	c_p , кДж/(кг·К)	$a \cdot 10^6$, м ² /с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	Pr
Азот	0,0243	1,250	1,030	18,87	1,363	0,722
Водород	0,1721	0,0899	14,192	134,9	9,571	0,710
Кислород	0,0247	1,129	0,915	18,89	1,354	0,717
Оксид углерода	0,0233	1,250	1,039	17,9	1,33	0,741
Диоксид углерода	0,0146	1,977	0,815	9,1	0,71	0,782
Гелий	0,1410	0,2	5,20	$1,356 \cdot 10^4$	19,52	0,702

Таблица 3.5 – Физические свойства сухого воздуха (при $p=0,101$ МПа)

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\lambda \cdot 10^2, \text{Вт/(м}\cdot\text{K)}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Н}\cdot\text{с/м}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
1	2	3	4	5	6	7
-50	1,584	1,013	2,04	14,6	9,23	0,728
-40	1,515	1,013	2,12	15,2	10,04	0,728
-30	1,453	1,013	2,20	15,7	10,80	0,723
-20	1,395	1,009	2,28	16,2	12,79	0,716
-10	1,342	1,009	2,36	16,7	12,43	0,712
0	1,293	1,005	2,44	17,2	13,28	0,707
10	1,247	1,005	2,51	17,6	14,16	0,705
20	1,205	1,005	2,59	18,1	15,06	0,703
30	1,165	1,005	2,67	18,6	16,00	0,701
40	1,128	1,005	2,76	19,1	16,96	0,699
50	1,093	1,005	2,83	19,6	17,95	0,698
60	1,060	1,005	2,90	20,1	18,97	0,696
70	1,029	1,009	2,96	20,6	20,02	0,694
80	1,000	1,009	3,05	21,1	21,09	0,692
90	0,972	1,009	3,13	21,5	22,10	0,690
100	0,946	1,009	3,21	21,9	23,13	0,688
120	0,898	1,009	3,34	22,8	25,45	0,686
140	0,854	1,013	3,49	23,7	27,80	0,684
160	0,815	1,017	3,64	24,5	30,09	0,682
180	0,779	1,022	3,78	25,3	32,49	0,681
200	0,746	1,026	3,93	26,0	34,85	0,680
250	0,674	1,038	4,27	27,4	40,61	0,677
300	0,615	1,047	4,60	29,7	48,33	0,674
350	0,566	1,059	4,91	31,4	55,46	0,676
400	0,524	1,068	5,21	33,0	63,09	0,678
500	0,456	1,093	5,74	36,2	79,38	0,687
600	0,404	1,114	6,22	39,1	96,89	0,699
700	0,362	1,135	6,71	41,8	115,4	0,706
800	0,329	1,155	7,18	44,3	134,8	0,713
900	0,301	1,172	7,63	46,7	155,1	0,717
1000	0,277	1,185	8,07	49,0	177,1	0,719
1100	0,257	1,197	8,50	51,2	199,3	0,722
1200	0,239	1,210	9,15	53,5	233,7	0,724

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Алексеев Г.Н. Общая теплотехника / Г.Н. Алексеев. –М.: Высшая школа, 1980.-552с.
2. Амерханов Р.А. Теплотехник: Учебник для вузов/ Р.А. Амерханов, Р.Х. Драганов.-2-е изд., перераб. и доп. –М.:2006.-432 с.
3. Базаров И.П. Термодинамика/ И.П Базаров .-М.: Высшая школа, 1983.-344 с.
4. Баскаков А.П. Теплотехника: Учебник для вузов/ А.П. Баскаков, Б.В. Берг, О.К. Витт и др.; Под ред. А.П. Баскакова.-3-е изд. перераб. и доп. –М.: «ИД Бастет», 2010.-328 с.
5. Габдрафиков Ф.З./ Основы теплотехники: учебное пособие.-Уфа: Башкирский ГАУ, 2016.-160 с.
6. Габдрафиков Ф.З./ Оценка эксплуатационной эффективности топливных систем тракторных и комбайновых дизелей в режимах частичных нагрузок/ Ф.З. Габдрафиков.-С.-Петербург: Изд-во СпбГАУ, 2004.-203 с.
7. Габдрафиков Ф.З./ Топливные системы автотракторных дизельных: Учебное пособие/ Ф.З. Габдрафиков.-Уфа: ФГОУ ВПО БашГАУ, 2007.-288 с.
8. Габдрафиков Ф.З./ Теплотехника. Практикум: учебное пособие/ Ф.З. Габдрафиков, М.А. Абраров.-Уфа: Башкирский ГАУ, 2020.-160 с.
9. Габдрафиков Ф.З/ Тесты по теплотехнике: учебное пособие / Ф.З. Габдрафиков, С.Б Шамукаев.-Уфа: Башкирский ГАУ, 2017.-64 с.
10. Ерофеев В.Л. Теплотехника: Учебник для вузов/ В.Л. Ерофеев, П.Д. Семенов, А.С. Пряхин; Под ред. В.Л. Ерофеева. –М:ИКЦ «Академкнига», 2008.-488 с.
11. Рудобашта С.П. Теплотехника : Учебник и учеб. пособие для студ. высш. учеб. заведений/ С.П. Рудобашта.-М.: КолосС, 2010.-599 с.
12. Теплотехника:/ Учеб. для вузов/ В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер и др.; Под ред. В.Н. Луканина.-М.: Высшая школа, 2009.-671 с.
13. Теплотехника: Учебник для студ. высш. учеб. заведений/ М.Г.

Шатров, И.Е. Иванов, С.А. Пришвин и др.; Под ред. М.Г. Шатрова.-М.: Издат. Центр «Академия», 2011.-288 с.

14. Уханов А.П. Техническая термодинамика и основы теплообмена: упражнения и задачи: Учебное пособие/ А.П. Уханов, Ю.В. Гуськов, А.Н. Морунков, В.В. Сенькин. –Пенза: Рио ПГСХА, 2004.-212 с.