

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Учреждение образования «Витебский государственный технологический университет»

ОЛЬШАНСКИЙ А.И.

ТЕПЛОТЕХНИКА

курс лекций

для студентов специальностей:

1-36 08 01 «Машины и аппараты легкой, текстильной промышленности и бытового обслуживания»,

1-36 01 03 «Технологическое оборудование машиностроительного производства»,

1-50 01 01 «Технология пряжи, тканей, трикотажа и нетканых материалов»

рекомендовано Учебно-методическим объединением высших учебных заведений Республики Беларусь по образованию в области энергетики и энергетического оборудования для неэнергетических специальностей вузов

Витебск
2009

УДК 621.1
ББК31.3
О 56

Рецензенты:

А.С. Ключников, зав. кафедрой «Инженерная физика» УО «ВГУ им. П.М. Машерова», профессор, д.т.н.

А.П. Несенчук, д.т.н., профессор кафедры «Промтеплоэнергетики» Белорусского национального технического университета.

Рекомендовано Учебно-методическим объединением высших учебных заведений Республики Беларусь по образованию в области энергетики и энергетического оборудования для неэнергетических специальностей вузов.

Ольшанский, А.И.

О 56 Теплотехника : курс лекций / А.И. Ольшанский. – Витебск : УО «ВГТУ», 2009. – 246 с.

ISBN 978-985-481-039-0

В курсе лекций «Теплотехника» излагаются основы технической термодинамики, теории теплообмена и теплопередачи.

В первой части изложены законы термодинамики, основные термодинамические параметры состояния и основные условия преобразования тепла в работу в тепловых машинах.

Во второй части рассмотрены основные циклы тепловых двигателей: газотурбинных, паротурбинных, компрессоров, холодильных установок.

В третьей части изложены физические основы теплообмена. Рассмотрены элементарные способы передачи тепла, теория подобия, критериальные уравнения теплообмена, и их применения к решению конкретных задач.

К каждой главе даны контрольные вопросы. Курс лекций написан с использованием международной системы единиц (СИ).

**УДК 621.1
ББК 31.3
О 56**

ISBN 978-985-481-039-0

© Ольшанский А.И., 2009
© УО «ВГТУ», 2009

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	8
ВВЕДЕНИЕ.....	10
ОСНОВНЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ.....	11
1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ.....	11
1.1. Предмет технической термодинамики и ее задачи.....	11
1.2. Основные термодинамические параметры состояния.....	11
1.3. Понятие о термодинамической системе и термодинамическом процессе.....	13
1.4. Тепло и работа.....	14
1.5. Уравнение состояния идеального газа.....	15
1.6. Уравнение состояния реальных газов.....	16
2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	18
2.1. Принцип эквивалентности тепла и работы.....	18
2.2. Внутренняя энергия и работа расширения в термодинамическом процессе.....	18
2.3. Аналитическое выражение первого закона термодинамики.....	20
2.4. Теплоемкость. Основные понятия и определения.....	21
2.5. Зависимость теплоемкости газов от характера термодинамического процесса.....	21
2.6. Зависимость теплоемкости газов от температуры. Понятие о средней теплоемкости. Расчет тепла в термодинамическом процессе.....	23
2.7. Некоторые сведения о теплоемкости текстильных материалов.....	24
2.8. Энтальпия. Выражение первого закона термодинамики через энтальпию.....	25
2.9. Уравнение первого закона термодинамики для потока.....	26
3. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ.....	27
3.1. Основные положения и формулировки второго закона термодинамики.....	27
3.2. Принцип работы теплового двигателя. Круговые термодинамические процессы (циклы).....	28
3.3. Прямые и обратные обратимые циклы.....	29
3.4. Энтропия. Уравнения второго закона термодинамики.....	31
3.5. Прямой и обратный обратимый цикл Карно.....	34
3.6. Свойства обратимых и необратимых циклов и процессов.....	36
3.7. Физический смысл энтропии. Статистический характер второго закона термодинамики.....	40

3.8. Регенеративный цикл Карно.....	41
Контрольные вопросы.....	42
4. АНАЛИЗ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ЦИКЛОВ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА.....	44
4.1. Политропный термодинамический процесс.....	44
4.2. Изохорный термодинамический процесс.....	45
4.3. Изобарный термодинамический процесс.....	47
4.4. Изотермический термодинамический процесс.....	48
4.5. Адиабатный термодинамический процесс.....	50
4.6. Анализ политропных процессов.....	53
Контрольные вопросы.....	55
5. АНАЛИЗ ЦИКЛОВ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ.....	55
5.1. Цикл двигателей внутреннего сгорания с подводом тепла при постоянном объеме.....	56
5.2. Цикл двигателей внутреннего сгорания с подводом тепла при постоянном давлении.....	58
5.3. Цикл с подводом теплоты в процессе при $u = const$ и $p = const$ или цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера).....	60
5.4. Сравнение циклов Д.В.С.	62
Контрольные вопросы.....	63
6. ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК.....	64
6.1. Газотурбинные установки (ГТУ).....	64
6.2. Цикл ГТУ с подводом теплоты в процессе $p = const$	65
6.3. Цикл ГТУ с подводом теплоты в процессе $u = const$	67
6.4. Сравнение циклов ГТУ.....	69
6.5. Методы повышения К.П.Д. ГТУ.....	70
Контрольные вопросы.....	72
7. КОМПРЕССОРЫ.....	73
7.1. Работа одноступенчатого компрессора.....	73
7.2. Многоступенчатый компрессор.....	75
Контрольные вопросы.....	78
8. ВОДЯНОЙ ПАР.....	79
8.1. Основные понятия и определения.....	79
8.2. Получение водяного пара. Диаграммы состояния водяного пара.....	80
8.3. Основные термодинамические процессы изменения состояния водяного пара.....	84
Контрольные вопросы.....	87
9. АНАЛИЗ ЦИКЛОВ ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК.....	88
9.1. Цикл Карно для водяного пара.....	88
9.2. Цикл Ренкина.....	89

9.3. Регенеративный цикл.....	92
9.4. Теплофикационный цикл.....	93
Контрольные вопросы.....	94
10. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ.....	95
10.1 Первый закон термодинамики для газового потока. Работа проталкивания.....	95
10.2. Располагаемая работа, скорость истечения и секундный расход идеального газа.....	97
10.3. Критическая скорость, критическое отношение давлений и максимальный расход газа.....	99
10.4. Анализ уравнения массового секундного расхода и скорости истечения идеального газа.....	102
10.5. Основные закономерности течения газа (пара) через сопла и диффузоры.....	103
10.6. Истечение водяного пара без трения и с учетом трения.....	105
Контрольные вопросы.....	107
11. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ.....	108
11.1. Дросселирование газов.....	108
11.2. Исследование процесса дросселирования реального газа и эффект Джоуля-Томсона.....	110
11.3. Дросселирование водяного пара.....	112
Контрольные вопросы.....	113
12. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН.....	113
12.1. Цикл парокомпрессионной холодильной установки.....	113
12.2. Цикл парожеткторной холодильной установки.....	115
Контрольные вопросы.....	117
13. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ.....	117
13.1. Основные понятия и определения.....	117
13.2. Параметры состояния влажного воздуха и методы их определения.....	118
13.3. $I - d$ -диаграмма влажного воздуха.....	120
13.4. Процесс смешения воздуха и газов различных параметров в $I - d$ -диаграмме влажного воздуха.....	123
Контрольные вопросы.....	124
14. СМЕСЬ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ.....	125
14.1. Основные свойства газовых смесей.....	125
Контрольные вопросы.....	128
15. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ.....	128
15.1. Температурное поле, температурный градиент и тепловой поток.....	128
15.2. Закон Фурье. Коэффициент теплопроводности.....	130
15.3. Теплопроводность через однослойные и многослойные плоские стенки.....	131

15.4. Теплопроводность через однослойные и многослойные цилиндрические стенки.....	133
Контрольные вопросы.....	135
16. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН.....	135
16.1. Основные факторы, влияющие на интенсивность теплоотдачи и физическая сущность теплообмена.....	135
16.2. Основы теории подобия. Методы исследования конвективного теплообмена.....	140
16.3. Критерии подобия теплообмена и критериальные уравнения.....	145
Контрольные вопросы.....	147
17. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СВОБОДНОМ И ВЫНУЖДЕННОМ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ.....	148
17.1. Теплоотдача в неограниченном пространстве.....	148
17.2. Теплоотдача в условиях ограниченного пространства.....	150
17.3. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости в трубах.....	152
17.4. Теплоотдача при поперечном обтекании одиночной трубы.....	155
17.5. Теплоотдача при поперечном обтекании пучков труб.....	156
Контрольные вопросы.....	157
17.6. Теплоотдача при фазовых превращениях.....	158
17.7. Теплоотдача при кипении жидкости.....	158
17.8. Теплоотдача при конденсации чистых паров.....	162
Контрольные вопросы.....	166
18. ТЕПЛООБМЕН ИЗУЧЕНИЕМ.....	166
18.1. Основные понятия и законы.....	166
18.2. Теплообмен излучением между твердыми телами.....	174
18.2.1. Параллельные пластины.....	174
18.2.2. Теплообмен излучением между телами, одно из которых находится внутри другого.....	176
18.3. Тепловые экраны.....	177
18.4. Лучеиспускание газов.....	179
Контрольные вопросы.....	181
19. ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ.....	182
19.1. Сложный теплообмен и теплопередача.....	182
19.2. Теплопередача.....	183
19.3 Теплопередача через стенки.....	184
19.4. Теплопередача через сложные стенки.....	191
19.5. Интенсификация теплопередачи.....	193
19.6. Тепловая изоляция.....	195
Контрольные вопросы.....	199

20. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ.....	199
20.1. Общие положения.....	199
20.2. Рекуперативные аппараты.....	200
20.3. Теплообменные аппараты в текстильной промышленности.....	206
21. КОТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ.....	216
21.1. Основные элементы и принцип работы котельной установки.....	216
21.2. Тепловой баланс котлоагрегата.....	220
21.3. Часовой расход топлива и коэффициент полезного действия котлоагрегата.....	222
Контрольные вопросы.....	223
ПРИЛОЖЕНИЯ.....	225
ЛИТЕРАТУРА.....	245

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- A – поглотительная способность;
- c_p – массовая изобарная теплоемкость, кДж/кг·град.;
- c'_p – объемная изобарная теплоемкость, кДж/м³·град.;
- c_v – массовая изохорная теплоемкость, кДж/кг·град.;
- c'_v – объемная изохорная теплоемкость, кДж/м³·град.;
- d – диаметр, м;
- D – расход пара, кг/с; проницательная способность;
- E_1 – излучательная способность серого тела, Вт/м²;
- E_o – излучательная способность абсолютно черного тела, Вт/м²;
- I_1 – интенсивность излучения серого тела, Вт/м³;
- I_o – интенсивность излучения абсолютно черного тела, Вт/м³;
- g – ускорение свободного падения, м/с²; массовая доля компонента в газовой смеси;
- M – массовый секундный расход, кг/с;
- V – объем, м³; объемный секундный расход, м³/с;
- i – энтальпия, кДж/кг;
- p – давление, Па, МПа, бар (1 бар=10⁵Па);
- u – удельный объем, м³/кг;
- r – плотность, кг/м³; степень предварительного расширения;
- R – Газовая постоянная, Дж/кг·град.; термическое сопротивление, м²·град/Вт; отражательная способность;
- Q – количество теплоты, кДж; тепловой поток, Вт;
- q_l – линейная плотность теплового потока, Вт/м;
- q – плотность теплового потока, Вт/м²;
- f – площадь сечения, м²;
- w – скорость, м/с;
- K – коэффициент теплопередачи, Вт/м²·град.;
- κ – показатель адиабаты;
- n – показатель политропы;
- T – абсолютная температура, К;
- t – температура, °С;
- r – скрытая теплота парообразования, кДж/кг; объемная доля компонента в газовой смеси;
- Δt – Разность температур, °С; средний температурный напор, °С
- a – коэффициент конвективной теплоотдачи, Вт/м²·град.;
- $a_{изл.}$ – коэффициент теплоотдачи излучением, Вт/м²·град.
- b – коэффициент термического расширения, к⁻¹;
- e – степень сжатия; коэффициент конвекции; степень черноты;

- l – длина волны, м; коэффициент теплопроводности, Вт/м·град; степень повышения давления;
 a – коэффициент температуропроводности, м²/час;
 S_0 – Постоянная излучения Стефана-Больцмана, Вт/м²·К⁴;
 m – молекулярная масса, кг/кмоль;
 n – кинематическая вязкость, м²/с;
 d – толщина стенки, м; толщина пограничного слоя, м;
 u – удельная внутренняя энергия, кДж/кг;
 S – удельная энтропия, кДж/кг;
 L, l – работа газа, кДж; удельная работа газа, кДж/кг; длина, м; определяющий размер, м;
 C_o – коэффициент излучения черного тела, Вт/м²·К⁴;
 C – коэффициент излучения серого тела, Вт/м²·К⁴;
 F – поверхность, м²;
 W – Водяной эквивалент, кДж/с·град.

ИНДЕКСЫ И СОКРАЩЕНИЯ

ж – жидкость;	р – при постоянном давлении
ст. – стенка;	v – при постоянном объеме
п – пар	([']) – (штрих) – жидкость
кр – критический	в состоянии насыщения
ад – адиабатный	(^{''}) – (два штриха) – пар
пол – политропный	в состоянии насыщения
н – насыщенный	
пр. – приведенный	

КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ

$$Re = \frac{W \cdot l}{n} \text{ – критерий Рейнольдса;}$$

$$Pr = \frac{n}{a} \text{ – критерий Прандтля;}$$

$$a = \frac{l}{c_p \cdot r} \text{ – Коэффициент температуропроводности, м}^2\text{/с;}$$

$$Nu = \frac{a \cdot l}{l} \text{ – критерий Нуссельта;}$$

$$Gr = \frac{b \cdot \Delta t \cdot l^3 \cdot g}{n^2} \text{ – критерий Грасгофа;}$$

$$Ga = \frac{gl^3}{n^2} \text{ – критерий Галилея;}$$

$$K = \frac{r}{c_p \cdot \Delta t} \text{ – число фазового превращения.}$$

ВВЕДЕНИЕ

Теплотехника является общетехнической дисциплиной, которая занимает одно из центральных мест в инженерной подготовке специалистов. Это обусловлено тем, что процессы получения, использования и переноса теплоты имеют место практически во всех технических устройствах и технологических процессах современной техники. При тепловых расчетах современный специалист должен уметь правильно формулировать и решать разнообразные прикладные задачи с использованием основных законов термодинамики и теплопередачи. Настоящее учебное пособие написано в соответствии с программой по теплотехнике для студентов нетеплотехнических специальностей вузов. Для специальности «Машины и аппараты текстильной и легкой промышленности» данный курс следует рассматривать как дисциплину, в которой изучаются вопросы, обязательные для понимания специальных технологических процессов.

Учебное пособие включает: часть I «Термодинамика», в которой рассматриваются основные положения и законы термодинамики, термодинамические процессы с идеальными газами; часть II рассматривает основные циклы тепловых двигателей и использование полученных знаний при анализе различных термодинамических процессов. В третьей части излагаются положения стационарной теплопроводности, теории подобия тепловых процессов, сложный теплообмен и теплопередача.

Пособие предназначается для студентов технологических специальностей очной и заочной форм обучения, общий объем пособия по дисциплине «Теплотехника» – 52 лекционных часа.

ОСНОВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

1 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1 Предмет технической термодинамики и ее задачи

Термодинамика – это наука о закономерностях превращения энергии. Термодинамика рассматривает самые разнообразные явления природы и охватывает огромную область химических, механических и физико-химических явлений.

Техническая термодинамика изучает закономерности превращения тепла в работу и условия, при которых эти процессы совершаются наиболее эффективно. Превращение тепла в работу происходит с помощью специальных рабочих тел, которые значительно изменяют свой объем. Поэтому техническая термодинамика рассматривает также и свойства этих тел.

1.2 Основные термодинамические параметры состояния

Различные вещества могут находиться в одном из трех основных состояний: в виде газа, жидкости или твердого тела. Иногда ионизированный газ, называемый плазмой, относят к четвертому состоянию.

Для того чтобы оценить конкретные физические условия, при которых мы рассматриваем вещество, и тем самым однозначно определить его состояние, вводятся характеристики этого состояния, которые называются параметрами состояния.

Различают **интенсивные** и **экстенсивные** параметры. **Интенсивными** называются параметры зависящие от массы, а параметры, которые не зависят от массы, называются **экстенсивными**. Если экстенсивные параметры отнести к единице количества вещества, то они приобретают смысл интенсивных.

Основными параметрами состояния рабочего тела являются интенсивные параметры. В качестве основных параметров состояния в технической термодинамике принимают **удельный объем, абсолютное давление и абсолютную температуру**.

Удельный объем. Удельным объемом называется объем, занимаемый единицей вещества:

$$u = \frac{V}{M}, \quad (1.1)$$

где: V – объем вещества, м^3 ; M – масса этого вещества, кг.

Часто используется понятие плотности вещества. Плотностью вещества ρ , $\text{кг}/\text{м}^3$ называется масса единицы его объема:

$$r = \frac{M}{V} = \frac{1}{u}; ru = 1. \quad (1.2)$$

Давление. С точки зрения молекулярно-кинетической теории газов давление есть средний результат ударов молекул газа о стенки сосуда, в котором этот газ заключен.

Давление измеряют силой, приходящей на единицу площади. Давление может измеряться с помощью столба жидкости – ртути, воды, спирта т.д., уравновешивающего давление газа.

В системе СИ давление измеряется в паскалях (Па) (Ньютонах на квадратный метр, Н/м²).

Термодинамическим параметром состояния является абсолютное давление $P_{абс}$, т.е. такое, которое отсчитывается от абсолютного нуля давления или от абсолютного вакуума. Эта величина соответствует действительному давлению рабочего тела внутри сосуда.

Если давление в сосуде $P_{абс}$ больше давления окружающей среды $P_{бар}$, то

$$P_{абс} = P_{ат} + P_{изб}, \quad (1.3)$$

где $P_{изб}$ – избыточное давление, представляющее собой разность между абсолютным давлением и давлением окружающей среды.

Если абсолютное давление $P_{абс}$ меньше давления окружающей среды $P_{ат}$, то

$$P_{абс} = P_{ат} - P_{вак}, \quad (1.4)$$

где $P_{вак}$ – разрежение (вакуум), представляющее собой разность между давлением окружающей среды и абсолютным давлением.

Избыточное давление $P_{изб}$ измеряется с помощью манометров, разрежение – с помощью вакууметров, давление окружающей среды – с помощью барометров.

Избыточное давление и разрежение не являются параметрами состояния, т.к. они при одном и том же абсолютном давлении могут принимать различные значения в зависимости от величины барометрического давления.

Температура. Температура характеризует тепловое состояние тела. К понятию температуры мы приходим, рассматривая передачу тепла от одного тела другому. Температура определяет направление возможного самопроизвольного перехода тепла между телами. Если например, температура первого тела выше, чем у второго, то тепло самопроизвольно переходит от первого тела ко второму.

С точки зрения молекулярно-кинетической теории газов температура характеризует собой среднюю кинетическую энергию движения молекул тела.

В технике для измерения температуры используют различные свойства тел: в жидкостных термометрах – расширение тел при нагревании; в газовых термометрах – изменение объема тел при постоянном давлении или изменение давления при постоянном объеме; в термометрах сопротивления – изменение электрического сопротивления проводника при изменении

температуры; в термопарах – изменение электродвижущей силы в цепи при нагревании и охлаждении спая.

В настоящее время в Республике Беларусь применяется две температурные шкалы: международная стоградусная шкала Цельсия ($^{\circ}\text{C}$) и абсолютная шкала Кельвина (К). В системе СИ единицей измерения температуры Кельвин. Соотношение между этими шкалами определяется зависимостью:

$$T\text{ K} = t^{\circ}\text{C} + 273. \quad (1.5)$$

Параметром состояния является абсолютная температура тела.

1.3 Понятие о термодинамической системе и термодинамическом процессе

Термодинамической системой называется совокупность макроскопических тел, обменивающихся энергией друг с другом и с окружающей внешней средой.

Если термодинамическая система не имеет никаких взаимодействий с окружающей средой, то ее называют **изолированной**. Система, окруженная оболочкой, исключаящей теплообмен с окружающей средой, называется **теплоизолированной** (адиабатной).

Если состояние термодинамической системы не меняется с течением времени, то система находится в термодинамическом равновесии. При этом все части системы имеют одинаковую температуру и одинаковое давление.

Если хотя бы один из параметров состояния меняется, то изменяется и состояние системы – происходит термодинамический процесс. Таким образом, **термодинамическим процессом** называется совокупность изменений состояния системы при переходе ее из одного (начального) состояния в другое (конечное).

Процесс изменения состояния системы может быть равновесным и неравновесным. **Равновесными** называются процессы, протекающие как в прямом, так и в обратном направлениях без остаточных изменений как в самом рабочем теле, так и в окружающей среде. **Неравновесными** (необратимыми) называются процессы, при протекании которых система не находится в состоянии равновесия.

Реальные процессы являются всегда необратимыми. Однако многие необратимые процессы, с которыми приходится иметь дело на практике, сравнительно мало отличаются от обратимых. В практических расчетах переход от обратимых процессов к действительным (необратимым) осуществляется при помощи эмпирических коэффициентов, которые учитывают отклонения действительных процессов от идеальных – обратимых.

При изучении термодинамических процессов особое значение представляют так называемые круговые процессы, при которых система, проходя ряд последовательных состояний возвращается к начальному. Такие круговые процессы называются циклами.

Изменение параметров состояния в любом термодинамическом процессе не зависит от вида процесса, а целиком определяется начальным и конечным состояниями. Поэтому можно сказать, что любой параметр состояния является также функцией состояния. Следовательно, параметры состояния – удельный объем u абсолютное давление P и абсолютная температура T являются функциями состояния.

1.4 Тепло и работа

Взаимодействуя, различные тела передают друг другу некоторое количество энергии. При этом состояние каждого из взаимодействующих тел соответственно изменяется. Передача энергии от одного тела к другому может осуществляться различными способами.

Один из способов состоит в совершении работы. Работа, как известно, представляет собой эффект действия силы при перемещении тела. Будем считать работу, совершаемую телом, величиной положительной, а работу совершенную над телом – отрицательной.

Произвольное количество работы обозначается через L , Дж, а удельное (отнесенное к 1 кг массы) – через l , Дж/кг. Величина l представляет собой интенсивное свойство.

Передача энергии телу путем совершения над ним работы всегда связана с изменением внешних условий: давления, объема тела, а также с перемещением тела как целого, так и отдельных его частей. Таким образом, здесь имеет место макрофизическая форма передачи энергии.

Другой способ передачи энергии происходит при непосредственном контакте тел и состоит в передаче энергии от более нагретого тела к менее нагретому. Та часть энергии, которая непосредственно передается данному телу от более нагретого в результате теплового контакта между ними, представляет *теплоту*

Произвольное количество тепла обозначается Q , Дж, а *удельное* (отнесенное к 1 кг массы) – через q , Дж/кг. *Подведенное* тепло считается положительным, а *отведенное* – отрицательным. Величина q представляет собой интенсивное свойство.

С точки зрения молекулярно-кинетической теории газов перенос тепла связан с движением атомов и молекул и представляет собой микрофизическую форму передачи энергии от одного тела к другому в условиях хаотического движения частиц тела.

Количество произведенной над телом работы и количество переданного тепла зависят от внешних условий, при которых происходит изменение состояния тела. В общем случае передача энергии в форме теплоты и работы может происходить одновременно, причем в различных термодинамических процессах, в зависимости от условий их протекания, количество тепла и работы будет различным. Следовательно, тепло и работа связаны с протеканием термодинамического процесса и, таким образом, являются функциями процесса.

1.5 Уравнение состояния идеального газа

Любые три параметра состояния зависят друг от друга и однозначно связаны между собой. Уравнение, связывающее между собой эти параметры, называется *уравнением состояния* и в общем виде записывается следующим образом:

$$f(P, u, T) = 0. \quad (1.6)$$

Уравнение (1.6) представляет собой в трехмерной системе координат P - u - T так называемую термодинамическую поверхность.

В технической термодинамике для исследования состояний рабочего тела и термодинамике процессов применяют двухмерные плоские системы координат, по осям которых откладывают значения соответствующих параметров состояния. Используется система координат P - u – диаграмма состояния газа.

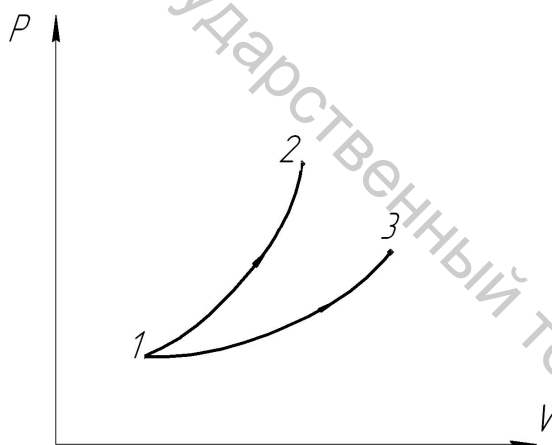


рис 1.1

На рис 1.1 представлена, в качестве примера, система координат P - u , в которой осью абсцисс является удельный объем u , а осью ординат – абсолютное давление P . В такой системе координат состояния рабочего тела изображаются точками, а термодинамические процессы линиями.

Такая система координат называется *диаграммой состояния*.

Наиболее простой вид уравнение состояния имеет для идеальных газов. Как известно, идеальными называют такие газы, в которых отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия, а сами молекулы рассматриваются как материальные точки, лишенные пространственной протяженности. Идеальные газы полностью подчиняются известным из курса физики законам Бойля-Мариотта, Гей-Люссака и Шарля.

Уравнением состояния идеального газа является *уравнение Клапейрона*:

$$Pu = RT. \quad (1.7)$$

Где коэффициент пропорциональности R называется газовой постоянной и измеряется в Дж/кг К.

Газовая постоянная имеет для каждого газа вполне определенное значение, зависящее от природы газа и не зависящее от его состояния. По своему физическому смыслу она представляет собой работу, которую совершает 1 кг газа при изменении температуры на 1 К в изобарном процессе.

Для газа массой M кг уравнение состояния примет вид:

$$PV = MRT. \quad (1.8)$$

Уравнению Клапейрона можно придать универсальную форму, если газовую постоянную R отнести не к 1 кг газа, а к 1 кмоль.

Д.И.Менделеевым в 1874 г. на основании закона Авогадро и законов для идеальных газов (Гей-Люссака, Бойля-Мариотта) предложил универсальное уравнение состояния, отнесенное к 1 кмоль газа.

$$PV_{\mu} = \mu RT. \quad (1.9)$$

Из закона Авогадро вытекает, что плотности газов, находящихся при одинаковых температурах и давлениях, прямо пропорциональны их молекулярным массам

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_1}{m_2}. \quad (1.10)$$

Отношение плотностей газов в уравнении (1.10) можно заменить отношением удельных объемов, тогда

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{m_1}{m_2} \text{ и } u_1 m_1 = u_2 m_2 = \mu u = const \quad (1.11)$$

Произведение μu есть объем 1кмоль идеального газа и уравнение (1.9) показывает, что объемы киломолей всех газов при равных температурах и давлениях одинаковы, можно записать

$$mR = \frac{PVm}{T}. \quad (1.12)$$

Произведение mR называют универсальной газовой постоянной, которая не зависит от природы газа.

При нормальных физических условиях давление 101325 Н/м² (760 мм.рт.ст.) и температуре 273 К объем 1 кмоль газа равен 22,41 м³/кмоль (закон Авогадро) и универсальная газовая постоянная mR оказывается равной

$$mR = \frac{101325 \cdot 22,41}{273} = 8314,2 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{град}}. \quad (1.13)$$

Газовая постоянная уравнения Клапейрона определяется уравнением

$$R = \frac{8314,2}{m} \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}. \quad (1.14)$$

1.6 Уравнение состояния реальных газов

Реальные газы отличаются от идеальных газов тем, что молекулы этих газов имеют конечный собственный объем и связаны между собой силами взаимодействия, которые имеют квантовую природу. Эти силы существуют между любыми молекулами при любых условиях и уменьшаются с увеличением расстояний между ними, т.е. с уменьшением давления. При сближении

расстояния между молекулами, т.е. с увеличением давления силы притяжения уменьшаются и переходят в силы отталкивания, которые могут достигать очень больших значений.

Из-за наличия сил взаимодействия между молекулами и конечных их объемов законы идеальных газов ни при каких условиях не могут применяться к реальным газам. Отклонение реальных газов, а следовательно, от уравнения Клапейрона возрастает при увеличении давления и уменьшении температуры, т.е. с увеличением их плотности.

Первые попытки уточнения для реальных газов уравнения состояния Клапейрона $Pu = RT$ касались уточнения объема самих молекул в конце 19 века (Риттер, Дюпре, Гирн) и только затем влияния давления.

Впервые выражения для учета внутреннего давления, устанавливающие зависимость давления от параметров газа было дано Ван-дер-Ваальсом, который полагал, что оно пропорционально квадрату удельного объема. Поправка на объем самих молекул, когда давление $p \rightarrow \infty$ учитывается величиной v , зависящей от объема молекул, причем величина v равна примерно учетверенному суммарному объему самих молекул, т.к. возле каждой молекулы образуется сфера, недоступная для проникновения соседней молекулы из-за возрастающих сил отталкивания.

Таким образом, уравнение Ван-дер-Ваальса, опубликованное в 1873 г. имеет вид:

$$\left(p + \frac{a}{u^2} \right) \cdot (u - v) = RT . \quad (1.15)$$

где a/u^2 поправка на внутреннее давление, v – поправка на объем молекул. Уравнение Ван-дер-Ваальса правильно описывает физические особенности поведения реальных газов, но при больших плотностях газов не дает точных количественных соотношений между термическими параметрами, так как не учитывает некоторых добавочных физических явлений.

Принципиальной ценностью уравнения Ван-дер-Ваальса является его научная обоснованность и то, что в основу вывода положены правильные физические представления о молекулярно-кинетических свойствах реальных газов.

При дальнейшем исследовании уравнения Ван-дер-Ваальса опытами было доказано, что коэффициенты a и v , входящие в уравнение зависят от температуры и давления, не могут быть постоянными величинами, и зависимости эти очень сложные.

Очень точное универсальное уравнение состояния для реальных газов в 1939 г. было предложено М.П.Вукаловичем и И.И.Новиковым. При выводе уравнения учитывались явления силовой ассоциации молекул под влиянием межмолекулярных сил взаимодействия.

В наиболее простой форме уравнение М.П.Вукаловича и И.И.Новикова имеет следующий вид:

$$\left(p + \frac{a}{u^2}\right) \cdot (u - v) = RT \left(1 - \frac{C}{uT^{\frac{3+2m}{2}}}\right). \quad (1.16)$$

где a и v – постоянные в уравнении Ван-дер-Ваальса, C и m – постоянные, учитывающие явление силовой ассоциации молекул, определяемые на основании опытных данных.

2 ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

2.1 Принцип эквивалентности тепла и работы

Как известно, закон сохранения и превращения энергии, впервые сформулированный в общем виде М.В. Ломоносовым, гласит: энергия изолированной системы при любых происходящих в этой системе процессах не меняется; энергия не уничтожается и не создается вновь.

Понятие энергии неразрывно связано с движением материи – энергия есть физическая мера движения материи.

На основе закона сохранения и превращения энергии могут быть установлены точные количественные соотношения между отдельными видами энергии. В частности, могут быть определены механический и тепловой эквиваленты.

Первый закон термодинамики представляет собой частный случай общего закона сохранения и превращения энергии: **тепловая энергия может преобразовываться в механическую работу и обратно в строго определенных соотношениях.** Эта формулировка выражает собой принцип эквивалентности, который и составляет сущность первого закона термодинамики.

2.2 Внутренняя энергия и работа расширения в термодинамическом процессе

Внутренней энергией называется совокупность всех видов энергии, которыми обладает тело или система тел в данном состоянии.

В технической термодинамике изучаются те виды энергии, которые изменяются в различных термодинамических процессах и зависят от основных параметров состояния.

Как известно, **температура** определяет энергию поступательного и вращательного движений молекул и энергию внутримолекулярных и внутриатомных колебаний; **давление** и **объем** определяют потенциальную энергию молекул газа, которая зависит от сил взаимодействия между ними. Поэтому под внутренней энергией газа и будем в дальнейшем понимать сумму перечисленных видов энергий.

Таким образом:

$$u = f(T, P, u).$$

В идеальном газе взаимодействие между молекулами отсутствует. В этом случае внутренняя энергия будет являться функцией только температуры тела:

$$u = f_1(T).$$

Каждому состоянию газа соответствует вполне определенное значение внутренней энергии. Таким образом, внутренняя энергия газа является параметром, функцией состояния рабочего тела и ее изменения не зависят от пути процесса.

Отсчет внутренней энергии производится от температуры 0°C .

Внутренняя энергия газа измеряется в джоулях (Дж).

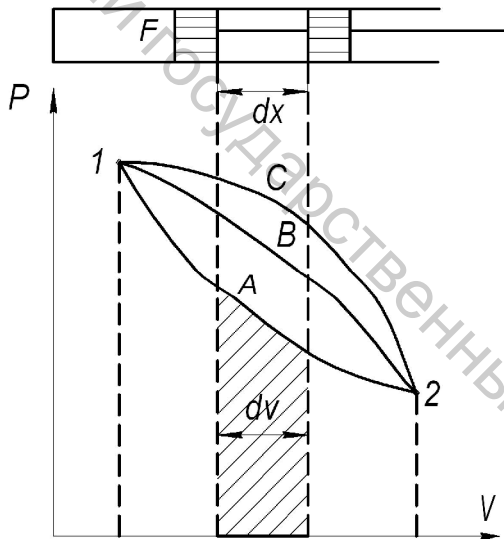


рис 2.1

Рассмотрим равновесный процесс расширения 1 кг газа в цилиндре с подвижным поршнем (рис 2.1). Разобьем этот процесс на бесконечно большое число элементарных процессов, в каждом из которых давление и температура газа будут постоянны (это возможно при перемещении поршня с бесконечно малой скоростью). Обозначим: dx – перемещение поршня в элементарном процессе под действием давления; P ; dV – изменение объема газа, соответствующее этому перемещению; F – площадь поршня.

При перемещении поршня на величину dx газ совершит работу расширения:

$$dL = PFdx.$$

$$\text{Так как } Fdx = dV, \text{ то } dl = PdV \text{ и } l = Pdu \quad (2.0)$$

Работа, совершаемая газом в конечном термодинамическом процессе 1 А 2 при изменении объема 1 кг газа от u_1 до u_2 , равна:

$$l = \int_{u_2}^{u_1} Pdu. \quad (2.1)$$

На основании геометрического смысла определенного интеграла (2.1) величина работы l в системе координат P - u будет представлять площадь, ограниченную линией процесса 1 А 2, осью абсцисс и крайними ординатами.

Следует отметить, что величина работы расширения зависит от того, каким будет процесс расширения. В самом деле, как видно из рис 2.1, площадь под линией процесса будет различной в зависимости от того, по какому пути (А, В или С) идет процесс. Таким образом, работа расширения является функцией процесса, а внутренняя энергия функцией состояния.

2.3 Аналитическое выражение первого закона термодинамики

Пусть к 1 кг газа подводится бесконечно малое количество тепла dq . Это тепло приведет к изменению температуры тела, его объема и давления. При этом будут иметь место следующие энергетические превращения:

а) изменится кинетическая энергия поступательного и вращательного движения молекул газа и энергия внутримолекулярных (внутриатомных) колебаний. На это затратится часть подведенного тепла dq_k ;

б) изменится внутренняя потенциальная энергия газа и на это затратится часть подведенного тепла dq_n ;

в) газ может совершить работу расширения, равную dl .

На основании закона сохранения энергии:

$$dq = dq_k + dq_n + dl. \quad (2.2)$$

Сумма изменений внутренней кинетической dq_k и внутренней потенциальной dq_n энергий представляет собой, как показано выше, изменение внутренней энергии тела:

$$du = dq_k + dq_n. \quad (2.3)$$

Работа расширения, в соответствии с (2.0), равна:

$$dl = Pdu.$$

Если в рабочем теле не происходит других энергетических изменений и скоростью движения тела можно пренебречь, то:

$$dq = du + Pdu. \quad (2.4)$$

Уравнение первого закона для конечного процесса будет иметь вид:

$$q = \Delta u + l. \quad (2.5)$$

Уравнения (2.4) и (2.5) являются математическим выражением первого закона термодинамики, в соответствии с которым подводимое к телу тепло расходуется на изменение его **внутренней энергии** и на совершение **внешней работы расширения**.

Совершенно очевидно, что по аналогии с работой тепло также является функцией процесса, т.к. зависит от пути процесса.

Аналитические зависимости первого закона термодинамики относятся к процессам расширения и сжатия, и поэтому все величины, входящие в (2.5), являются величинами, имеющими определенный знак: $+l$ – работа расширения газа; $-l$ – работа сжатия газа; $+q$ – подводимое тепло; $-q$ – отводимое тепло; $+\Delta u$ – увеличение внутренней энергии (при этом температура тела возрастает); $-\Delta u$ – уменьшение внутренней энергии (при этом температура тела уменьшается).

2.4 Теплоемкость. Основные понятия и определения

Удельной теплоемкостью называется количество тепла, которое необходимо сообщить единице количества вещества, чтобы увеличить его температуру на один градус.

Различают:

- а) массовую теплоемкость, отнесенную к 1 кг, c , Дж/(кг·К);
- б) объемную теплоемкость, отнесенную к 1 м³ газа при нормальных условиях, c_v , Дж/(м³·К);
- в) мольную теплоемкость, отнесенную к 1 молю газа, μc , Дж/(моль·К).

Теплоемкость идеального газа зависит от температуры, атомности и характера термодинамического процесса. Теплоемкость реальных газов, кроме того, зависит от их природных свойств и давления.

Однако в практических расчетах влиянием давления обычно пренебрегают.

Рассмотрим термодинамический процесс, в котором к единице количества вещества подводится тепло dq , и это вызывает бесконечно малое изменение температуры тела на величину dT . Тогда, по определению, теплоемкость может быть выражена:

$$c_u = \frac{dq}{dT}. \quad (2.6)$$

Эта теплоемкость называется **истинной**. Количество тепла в произвольном термодинамическом процессе можно рассчитать:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_u dT. \quad (2.7)$$

2.5. Зависимость теплоемкости газов от характера термодинамического процесса

Рассмотрим, как изменяется теплоемкость в различных термодинамических процессах.

1. **Изотермический процесс.** В этом процессе, протекающем при постоянной температуре, $T = const$ и $dT = 0$. На основании формулы (2.6) для рассматриваемого процесса $c_T = \infty$.

2. **Адиабатный процесс.** В этом процессе, протекающем без теплообмена с окружающей средой, $dq = 0$ и $q = 0$. В соответствии с (2.6) теплоемкость в этом процессе $c_q = 0$.

3. **Изохорный процесс.** В процессе, протекающем при постоянном объеме, $u = const$. Здесь, по аналогии с общим определением понятия теплоем-

кости, различают массовую c_u , объемную c'_u мольную μc_u теплоемкость при постоянном объеме.

В соответствии с уравнением первого закона термодинамики:

$$dq = du + Pdu = c_v dT + Pdu. \quad (2.8)$$

Так как $u = const$, $Pdu = 0$, то $dq = du$, и

$$du = c_v dT, \quad (2.9)$$

а для конечного термодинамического процесса:

$$q_v = \Delta u = c_v (T_2 - T_1), \quad (2.10)$$

где T_2 и T_1 – соответственно конечная и начальная температуры газа.

Так как внутренняя энергия есть функция состояния и ее изменение не зависит от пути процесса, а определяется только крайними точками процесса, то формула (2.9) и (2.10) являются общими, справедливыми для всех термодинамических процессов.

Таким образом, в произвольном термодинамическом процессе изменение внутренней энергии равно произведению теплоемкости при постоянном объеме на изменение температуры.

4. Изобарный процесс. В этом процессе, протекающем при постоянном давлении, $p = const$. Здесь также различают массовую c_p , объемную c'_p и мольную μc_p теплоемкости при постоянном давлении.

Сообщаемое газу тепло q_p , в соответствии с первым законом термодинамики, пойдет на увеличение внутренней энергии и на совершение внешней работы расширения. В соответствии с (2.10) $\Delta u = c_u (T_2 - T_1)$.

Следовательно:

$$q_p = c_p (T_2 - T_1) = c_u (T_2 - T_1) + l. \quad (2.11)$$

При изменении температуры газа на один градус

$$c_p = c_u + l. \quad (2.12)$$

Из формулы (2.12) следует, что $c_p > c_u$ на величину работы расширения в изобарном процессе. Поскольку работа расширения 1 кг газа в процессе $p = const$ при изменении температуры на 1 К численно равна величине газовой постоянной R , то:

$$c_p - c_u = R. \quad (2.13)$$

Впервые это соотношение было получено Р. Майером.

Уравнение Майера справедливо только для идеальных газов.

Для реальных газов:

$$c_p - c_u > R. \quad (2.14)$$

В термодинамике часто используется отношение теплоемкости при постоянном давлении c_p к теплоемкости при постоянном объеме c_v , которое принято называть показателем адиабаты

$$\kappa = \frac{c_p}{c_n}. \quad (2.15)$$

Решая совместно уравнение Майера (2.13) и (2.15) можно получить соотношение для теплоемкостей c_p и c_n для идеальных газов:

$$c_n = \frac{R}{\kappa - 1}, \quad c_p = \kappa - \frac{R}{\kappa - 1}. \quad (2.16)$$

Уравнение Майера можно получить из первого закона термодинамики и уравнения состояния Клапейрона при $p = const$

$$dq_p = c_p \cdot dT = c_v dT + pdu.$$

Уравнение состояния $pu = RT$ продифференцируем по двум переменным

$$pdu + udp = RdT, \text{ при } dp = 0 \text{ имеем } pdu = RdT.$$

Подставляя в первый закон термодинамики, получим

$$c_p - c_v = R.$$

Теплоемкость при постоянном давлении $p = const$ больше теплоемкости при постоянном объеме $u = const$ на величину работы R в изобарном процессе.

Уравнение Майера играет большую роль в теплотехнических расчетах. Оно показывает, что между двумя теплоемкостями существует связь, по которой можно, имея уравнение состояния, вычислять одну из них, зная другую, определенную экспериментально.

2.6 Зависимость теплоемкости газов от температуры. Понятие о средней теплоемкости. Расчет тепла в термодинамическом процессе

В общем случае теплоемкость есть функция температуры. Различают линейную и гиперболическую зависимость теплоемкости от температуры.

На практике расчеты количества теплоты для реальных газов проводят чаще для случаев криволинейной зависимости теплоемкости от температуры, которую можно представить уравнение вида:

$$c(T) = a + bt + dt^2 \quad (2.17)$$

где a, b, d – некоторые постоянные коэффициенты.

В соответствии с формулой (2.6) тепло в произвольном термодинамическом процессе определяется так:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c(T) dT. \quad (2.18)$$

Преобразуем выражение (2.18) воспользовавшись теоремой о разбиении пределов интегрирования. Тогда:

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c(T) dT = \int_0^{T_2} c(T) dT - \int_0^{T_1} c(T) dT. \quad (2.19)$$

Введем понятие средней теплоемкости в интервале температур от 0 до T , которая на всем этом интервале сохраняет постоянное значение.

Выражение (2.19) можно записать в виде:

$$q = c \int_0^{T_2} T_2 - c \int_0^{T_1} T_1. \quad (2.20)$$

Средняя теплоемкость определяется из выражения (2.20):

$$c = \frac{c \int_0^{t_2} t_2 - c \int_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}. \quad (2.21)$$

Теплоемкости отсчитываются от нуля. Для различных газов в литературе имеются таблицы средних теплоемкостей.

2.7 Некоторые сведения о теплоемкости текстильных материалов

Теплоемкость является важным теплофизическим параметром текстильных материалов. Это величина в значительной мере зависит от температуры и влажности.

Теплоемкость влажных тканей определяется по формуле:

$$c_{вл.} = \frac{c_{сух.} \cdot 100 + w \cdot 4,19}{100 + w}, \quad (2.22)$$

где: $c_{сух.}$ – теплоемкость абсолютно сухой ткани, кДж/(кг. К). С достаточной точностью можно принимать $c_{сух.} = 1,3...1,5$ кДж/(кг. К); w – влаго-содержание ткани, %. Эта величина для различных тканей различна и составляет: для шерстяных тканей – 15...17%, для хлопчатобумажных тканей – 8...10%, для лавсана – 3...4%.

Если текстильный материал состоит из различных волокон, теплоемкость которых соответственно равна c_1, c_2, \dots, c_n , а относительное процентное содержание составляет x_1, x_2, \dots, x_n , то теплоемкость такого материала определяется по формуле:

$$c = \frac{\sum c_i x_i}{100}. \quad (2.23)$$

Как показывают опыты, наибольшей теплоемкостью обладают волокна животного происхождения – шерсть, натуральный шелк и синтетическое волокно – капрон.

2.8 Энтальпия. Выражение первого закона термодинамики через энтальпию

Энтальпия (удельная энтальпия – интенсивный параметр) обозначается буквой i и представляет собой, по определению, функцию вида:

$$i = u + Pu. \quad (2.24)$$

Поскольку величины u , P , u являются параметрами (функциями) состояния, то и сама энтальпия будет также параметрами (функцией) состояния. Энтальпия идеального газа при температуре $t = 0^\circ\text{C}$ принимается равной нулю, измеряется в тех же единицах, что и теплота, работа и внутренняя энергия (Дж/кг).

Используя энтальпию, можно получить еще одну модификацию уравнения закона термодинамики. Для этого продифференцируем обе части выражения (2.24). Тогда:

$$di = du + Pdu + udP,$$

откуда

$$du = di - Pdu - udP. \quad (2.25)$$

Полученное ранее аналитическое выражение первого закона термодинамики имеет вид:

$$dq = du + Pdu.$$

С учетом (2.25) уравнение первого закона термодинамики запишется:

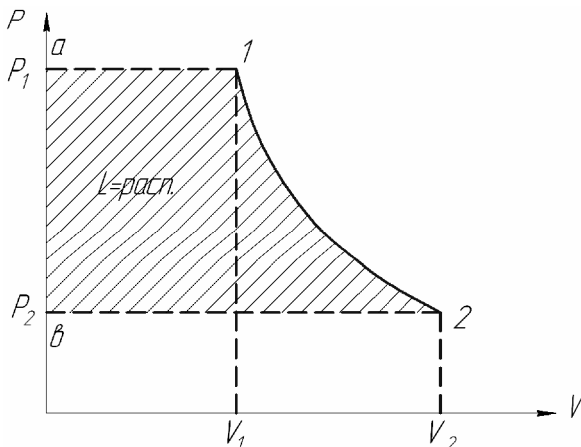
$$dq = di - udP. \quad (2.26)$$

Для конечного термодинамического процесса количество тепла можно рассчитать:

$$q = \Delta i - \int_{P_1}^{P_2} udP, \quad (2.27)$$

где $\Delta i = i_2 - i_1$ – разность энтальпии в процессе.

Рассмотрим геометрический смысл выражения $\int_{P_1}^{P_2} udP$ в уравнении (2.27)



$$\text{Обозначим } - \int_{P_1}^{P_2} udP = l_{\text{расп.}}, \quad (2.28)$$

где $l_{\text{расп.}}$ – величина располагаемой работы.

рис 2.2

В соответствии с геометрическим смыслом определенного интеграла величина располагаемой работы представляет собой в $P-u$ – диаграмме площадь, ограниченную линией процесса, абсциссами крайних точек и осью ординат (площадь a1-2в на рис 2.2).

Полагая в уравнении (2.26) давление постоянным ($p = const$), получаем:

$$dq_p = di \text{ и } q_p = \Delta i = i_2 - i_1. \quad (2.29)$$

Следовательно, в изобарном процессе тепло численно равно изменению энтальпии. Как известно, тепло (в изобарном процессе) можно выразить как:

$$dq_p = c_p dT.$$

Тогда

$$di = c_p dT \text{ и } \Delta i = c_p (T_2 - T_1). \quad (2.30)$$

Так как энтальпия является функцией состояния, то уравнения (2.30) справедливы для всех термодинамических процессов.

Следовательно, в произвольном термодинамическом процессе изменение энтальпии можно рассчитать как произведение теплоемкости при постоянном давлении на изменение температуры.

Используя (2.26), можно записать еще одно выражение для первого закона термодинамики:

$$dq = c_p dT - u dP. \quad (2.31)$$

2.9 Уравнение первого закона термодинамики для потока

Для газового потока, движущегося со значительной скоростью, подводимое тепло будет расходоваться на изменение внутренней энергии газа, совершение работы против внешних сил (работы проталкивания) и приращение внешней кинетической энергии потока. В дифференциальной форме это соотношение можно записать как:

$$dq = du + dl_{\text{прот}} + \frac{dw^2}{2}. \quad (2.32)$$

Здесь: $l_{\text{прот}}$ – работа против внешних сил, действующих на газ при его движении (работа проталкивания); $\frac{dw^2}{2}$ – бесконечно малое изменение внешней кинетической энергии газа; w – скорость движения газа.

Можно доказать, что:

$$du + dl_{\text{прот}} = d(u + l_{\text{прот}}) = di. \quad (2.33)$$

Таким образом:

$$dq = di + \frac{dw^2}{2} \text{ и } q = (i_2 - i_1) + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (2.34)$$

Последние уравнения являются аналитическим выражением первого закона термодинамики в применении к газовому потоку. В соответствии с (2.34) тепло, сообщаемое движущемуся газу, идет на изменение его энтальпии и приращение внешней кинетической энергии.

3 ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

3.1 Основные положения и формулировки второго закона термодинамики

Первый закон термодинамики, являясь частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии, устанавливает возможность превращения тепла в работу и наоборот, однако не дает возможности решить вопрос об осуществлении того или иного термодинамического процесса, о направлении его возможного развития и о глубине его протекания. Первый закон термодинамики характеризует процессы превращения энергии только с количественной стороны и дает все необходимое для составления энергетического баланса процесса. Однако для полного описания процессов превращения тепла в работу и наоборот этого недостаточно.

Повседневный опыт показывает, что между преобразованием теплоты в работу и обратно существует глубокое различие: превращение работы в тепло происходит всегда и самопроизвольно; обратный же процесс превращения тепла в работу возможен лишь при некоторых определенных условиях. Например, работа трения полностью переходит в тепло, но тепло трения самопроизвольно никогда не переходит в работу. Переход тепла от нагретого тела к более холодному осуществляется при всех условиях сам собой, тогда как обратный процесс – переход тепла от холодного тела к более нагретому самопроизвольно не происходит.

Впервые сущность второго закона термодинамики изложил *С. Карно*. Он писал: «Повсюду, где имеется разность температур, может происходить возникновение движущей силы... и ее количество исключительно определяется температурой тел, между которыми... производится перенос тепла».

Р. Клаузиус дал такую формулировку второму закону термодинамики: «Теплота не может переходить от холодного тела к более нагретому сама собой даровым процессом (без компенсации)».

Одновременно с *Клаузиусом В. Томсон (Кельвин)* предложил другую формулировку второго закона термодинамики, из которой следует, что только часть тепла источника может превратиться в работу; другая ее часть должна перейти в тепловой сток без совершения полезной работы.

М. Планк сформулировал свой постулат второго закона термодинамики следующим образом: невозможно построить периодически действующую машину, все действие которой сводилось бы к поднятию некоторого груза и

охлаждению теплового источника, иначе говоря – невозможно осуществление вечного двигателя второго рода. Под вечным двигателем второго рода (в отличие от вечного двигателя первого рода, «работающего» вопреки закону сохранения энергии), подразумевается такой двигатель, который способен превращать всю теплоту, полученную от источника в работу. Следует заметить, что осуществление вечного двигателя второго рода не противоречит первому закону термодинамики: в этом двигателе работа, производилась бы не из ничего, а за счет внутренней энергии, заключенной в тепловом источнике.

Таким образом, для превращения тепла в механическую энергию необходимо наличие источника тепла с высокой температурой и стока тепла с низкой температурой. Из всей теплоты, подведенной из горячего источника, только часть ее может быть превращена в механическую работу; другая ее часть неизбежно должна быть передана холодному стоку.

3.2 Принцип работы теплового двигателя. Круговые термодинамические процессы (циклы)

В соответствии с формулировками второго закона термодинамики для превращения тепла в работу нужно иметь два тела с различной температурой. Однако, только разности температур еще недостаточно для осуществления этого процесса. Например, если два тела разной температуры просто привести в соприкосновение друг с другом, то тепло перейдет от горячего тела к холодному без совершения какой-либо работы.

На практике нас интересует, в первую очередь, возможность получения такой работы, которую можно было бы использовать полезно. Принцип полезного использования работы предполагает, в свою очередь, возможность ее непрерывного получения.

Превращение тепловой энергии в полезную и непрерывную получаемую работу происходит в тепловых двигателях. **Тепловым двигателем** называется непрерывно действующая машина, осуществляющая круговые процессы (циклы), в которых тепло непрерывно превращается в работу.

Для превращения тепловой энергии в механическую в тепловом двигателе используется способность тела к самопроизвольному расширению. Поэтому в качестве рабочего тела выбираются газы или пары, обладающие способностью к значительному увеличению своего объема.

Длительное получение работы в любых количествах требует постоянного повторения процессов расширения и сжатия рабочего тела, т.е. постоянного повторения термодинамического цикла.

Рабочее тело, расширяясь, совершает положительную работу $l_{расш}$ (площадь под кривой 1 а 2) за счет тепла q_1 , полученного от теплового источника; в процессе сжатия над рабочим телом совершается отрицательная работа $l_{сж}$ (площадь под кривой 2 б 1) и часть тепла источника в количестве q_2 отдается рабочим телом в холодный сток (теплоприемник) – рис 3.1.

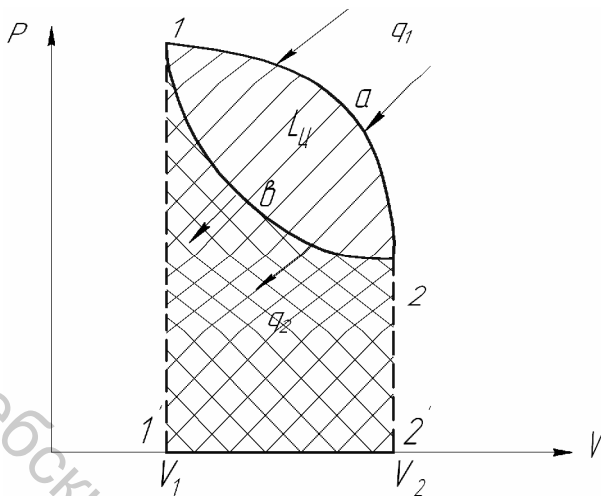


рис 3.1

Разность работ расширения и сжатия составляет положительную полезную работу l_u теплового двигателя за один цикл:

$$l_u = l_{расш} - l_{сж} = \oint P du, \quad (3.1)$$

которая совершается за счет разности теплот $q = q_1 - q_2$.

В отличие от первого закона термодинамики, устанавливающего принцип эквивалентности тепла и работы, второй закон термодинамики устанавливает условия превращения тепла в полезную и непрерывно получаемую работу.

Второй закон термодинамики устанавливает следующие три условия превращения тепла в полезную, непрерывно получаемую работу:

1. Наличие теплового источника с температурой T_1 , откуда к рабочему телу подводится некоторое количество тепла q_1 ;
2. Наличие стока тепла с температурой $T_2 < T_1$, куда от рабочего тела отводится (без совершения полезной работы) некоторое количество тепла q_2 ;
3. Наличие теплового двигателя, служащего для непрерывного производства полезной работы, с помощью которого рабочее тело осуществляет периодически повторяющиеся и следующие друг за другом процессы расширения и сжатия (цикл).

Таким образом, второй закон термодинамики устанавливает невозможность полного превращения в полезную работу всей теплоты источника. Часть этого тепла (в количестве q_2) всегда «теряется», отводится холодному источнику, т.е. окружающей среде.

Следует отметить, что второй закон термодинамики, также как и первый, является законом, подтвержденным многочисленными экспериментами.

3.3 Прямые и обратные обратимые циклы

Цикл, который служит для получения полезной работы, называется прямым циклом. В таком цикле (рис 3.2 а, б) работа расширения больше работы сжатия (линия расширения расположена выше линии сжатия). Прямые циклы протекают по часовой стрелке. На основе таких циклов работают тепловые двигатели.

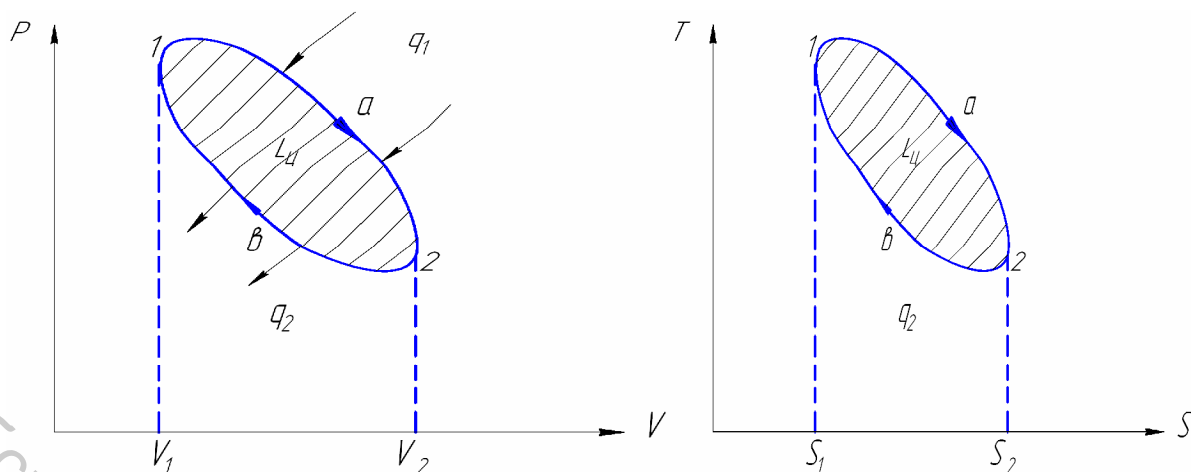


рис 3.2

В процессе 1-а-2 происходит расширение рабочего тела, совершается работа $l_{расш.}$ (пл. под кривой 1-а-2) и к телу подводится тепло q_1 (пл. под кривой 1-а-2 в диаграмме $T-S$).

В процессе 2-б-1 происходит сжатие рабочего тела, затрачивается работа $l_{сж.}$ (пл. под кривой 2-б-1) и от тела отводится тепло q_2 (пл. 2-б-1 в диаграмме $T-S$).

Полезная работа в цикле $l_{ц} = l_{расш.} - l_{сж.} = q_{ц} = q_1 - q_2$ – тепло преобразованное в работу в соответствии с первым законом термодинамики:

$$q = \Delta u + l. \quad (3.2)$$

Так как в цикле начальное и конечное состояние совпадают, то внутренняя энергия рабочего тела не изменяется. Следовательно, $\Delta u = 0$ и $q = l_{ц}$.

Отношение полезно использованного тепла ко всему теплу, подведенному в прямом цикле, называется термическим коэффициентом полезного действия (к.п.д.) цикла:

$$h_t = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (3.3)$$

Термический к.п.д. цикла не может быть равен единице, т.к. в этом случае тепло, отводимое в теплоприемник, равнялось бы нулю, что невозможно в силу второго закона термодинамики ($q_2 \neq 0$). Термодинамический к.п.д. цикла не может быть равен нулю, т.к. в этом случае необходимо соблюдать равенство $q_1 = q_2$, что невозможно, ибо в прямых цикла линия сжатия всегда лежит ниже линии расширения, следовательно, $0 < h_t < 1,0$.

Значение h_t является показателем совершенства цикла теплового двигателя. Чем больше термический к.п.д., тем большая часть подведенного тепла превращается в полезную работу.

Цикл, на осуществление которого затрачивается внешняя работа, называется обратным циклом. В таком цикле (рис 3.3, а, б) работа сжатия больше работы расширения (линия расширения расположена ниже линии сжатия). Обратные циклы протекают в направлении против часовой стрелки. На основе таких циклов работают холодильные машины.

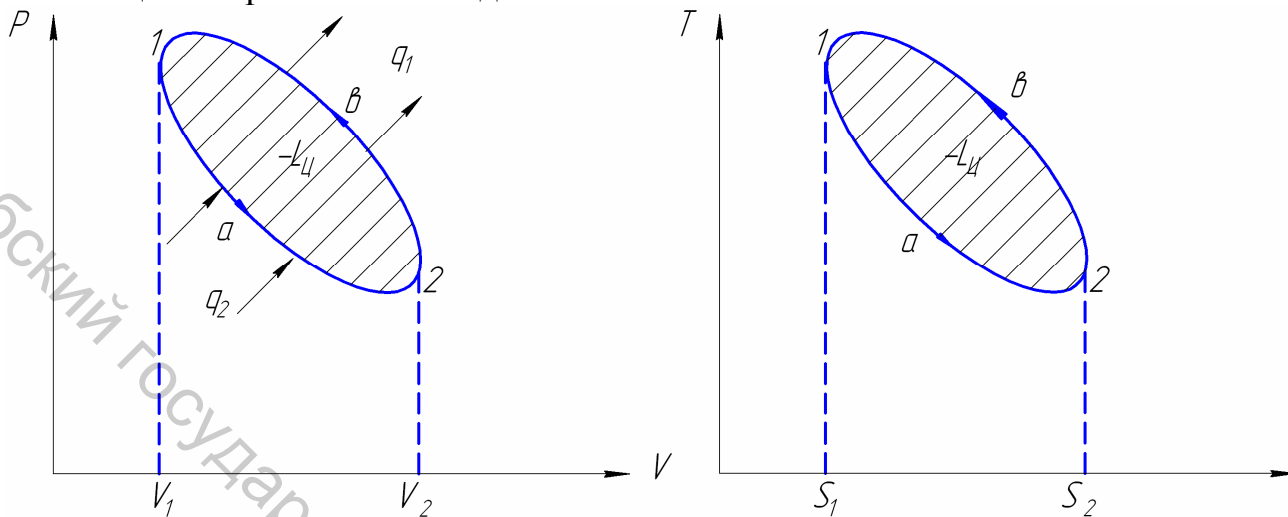


рис 3.3

В обратном цикле от холодного источника в процессе 1 а 2 подводится к рабочему телу тепло q_1 (пл. под кривой 1-а-2 в диаграмме $T-S$) и при этом совершается работа расширения $l_{расш.}$ (пл. 1-а-2 в диаграмме $P-u$).

В процессе 2-б-1 от рабочего тела к горячему источнику отводится тепло q_1 (пл. 2-б-1 в диаграмме $T-S$) и при этом затрачивается работа сжатия $l_{сж.}$ (пл. 2-б-1 в диаграмме $P-u$).

Работа, затраченная на осуществление цикла, равна:

$$-l_u = l_{сж.} - l_{расш.} = q_1 - q_2. \quad (3.4)$$

Степень совершенства обратного цикла характеризуется величиной холодильного коэффициента, который представляет собой отношение количества тепла, взятого у холодного источника, к затраченной работе:

$$e_t = \frac{q_2}{l_u} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}, \quad e > 1 \quad (3.5)$$

3.4 Энтропия. Уравнения второго закона термодинамики

Количественный анализ явлений взаимодействия термодинамической системы с окружающей средой основан на применении следующего общего метода: каждому взаимодействию сопоставляется некоторая физическая величина, изменение которой рассматривается как специфический признак, в котором проявляется данное взаимодействие. Такие величины называются координатами состояния или обобщенными координатами.

С другой стороны, всякое взаимодействие среды и системы характеризуется энергетическим эффектом и возникает под влиянием некоторых обобщенных сил (потенциалов).

Величина энергетического эффекта представляет собой произведение обобщенной силы на изменение обобщенной координаты. При этом обобщенная координата сама непосредственно изменяется под действием обобщенной силы.

Следовательно, элементарная величина произвольного энергетического эффекта равна:

$$dM = y \cdot dx, \quad (3.6)$$

где: y – обобщенная сила (потенциал); x – обобщенная координата.

Обобщенные силы и координаты являются параметрами (функциями) состояния.

Для случая механического взаимодействия обобщенной силой является давление, а обобщенной координатой – объем тела. Как было показано выше, работа расширения определяется как:

$$dl = P du.$$

Для случая теплового взаимодействия обобщенной силой является абсолютная температура T , количественной мерой взаимодействия – тепло q .

По аналогии с (3.6):

$$dq = T \cdot dS, \quad (3.7)$$

где S – обобщенная координата теплового взаимодействия.

Эта функция, введенная в термодинамику Клаузиусом, называется энтропией. Энтропия – такая же функция состояния рабочего тела, как и температура T , давление P , удельный объем u , внутренняя энергия u и энтальпия i .

Выражение (3.7) является уравнением второго закона термодинамики.

На основании этого уравнения и уравнения первого закона, представленного в виде (2.8), можно записать объединенное уравнение первого и второго законов:

$$dq = T \cdot dS = du + P du. \quad (3.8)$$

Во всех обратимых термодинамических процессах, в соответствии с (3.7), по изменению энтропии можно судить о направлении теплового потока. Действительно, при $T > 0$ $dS > 0$ (энтропия возрастает), то и $dq > 0$ (тепло подводится к рабочему телу); при $T < 0$ $dS < 0$ (энтропия убывает), то и $dq < 0$ (тепло от рабочего тела отводится).

Выражение (3.7) позволило ввести в термодинамику диаграмму состояния $T - S$, которая оказалась очень удобной для анализа эффективности работы тепловых двигателей и изображения термодинамических процессов и циклов, так как теплота, подводимая или отводимая в процессах изображается площадями под соответствующими кривыми (рис.3.4). Впервые в практику термодинамических расчетов такую диаграмму ввел Гиббс в 1873 г.

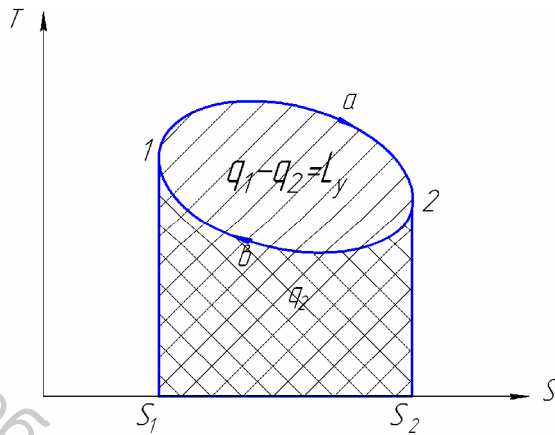


рис 3.4

Площадь под кривой 1-а-2 - подводимая теплота в цикле q_1 , площадь 2-б-1 - отводимая q_2 , $q_1 - q_2 = l_u$ - работа цикла.

Таким образом, теплота q и работа газа l не являются функциями состояния, как внутренняя энергия и энтальпия, а есть функции процесса и зависят от того, по какому пути будет протекать процесс. С математической точки зрения теплота q и работа газа l не являются полными дифференциалами, так как их значения зависят от пути, по которому совершается переход от начального состояния к конечному, т.е. от пути интегрирования (рис.3.1 и 3.4).

В соответствие с выражением (3.8) dq и dl представляют собой только некоторые бесконечно малые величины и не являются полными дифференциалами. Для того, чтобы проинтегрировать правую часть уравнения первого закона термодинамики $dq = du + dl$ должна быть известна зависимость P от u или P от T .

В математике доказывается, что дифференциальный двучлен всегда можно превратить в полный дифференциал путем деления или умножения его на специально подобранный интегрирующий множитель или делитель. Таким интегрирующим делителем для первого закона термодинамики является абсолютная температура T .

Первый закон термодинамики (2.8) разделим на T . Получим

$$\frac{dq}{T} = c_n \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} du; \quad (3.9)$$

Или, заменив P на RT/u из уравнения состояния можно записать

$$dS = \frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{du}{u}. \quad (3.10)$$

Отсюда видно, что выражение dq/T при обратимом процессе есть полный дифференциал некоторой функции переменных T и u при $c_v = f(T)$ и $R = const$.

Эту функцию Клаузиус назвал энтропией и обозначил S (КДж/кг·град).

Таким образом, дифференциал энтропии при обратимом изменении состояния есть

$$dS = \frac{dq}{T}. \quad (3.11)$$

и является однозначной функцией состояния, ее изменение не зависит от пути процесса, а определяется только крайними состояниями процесса.

Интегрирование уравнения (3.11) при $T = const$, позволяет вычислять подводимое или отводимое тепло в изотермическом процессе

$$q = T(S_2 - S_1). \quad (3.12)$$

Сам Клаузиус в 1854 г., рассматривая обратимый круговой процесс (цикл Карно) идеального газа находит отношение

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \text{ и } \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0, \quad (3.13)$$

где отношение Q/T получило наименование приведенной теплоты. Не обращая внимание на знаки (знак «плюс» - подводимое, знак «минус» - отводимое тепло) Клаузиус сформулировал полученное выражение (3.13) так: в обратимом идеальном цикле Карно сумма приведенных теплот равна нулю.

Для круговых обратимых произвольных циклов Карно находит

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0; \quad \oint \frac{dq}{T} = 0. \quad (3.14)$$

Уравнение (3.14) называется уравнением Клаузиуса. Обозначив подынтегральную величину через dS можно записать

$$\oint dS = 0 \quad (S - \text{энтропия функция состояния}).$$

Введение Клаузиусом нового понятия энтропии ознаменовало собой принципиально новый этап в развитии второго начала термодинамики.

3.5 Прямой и обратный обратимый цикл Карно

Второй закон термодинамики ставит предел возможной степени превращения тепловой энергии в механическую работу в тепловом двигателе. В соответствии с этим законом часть тепловой энергии отводится без производства полезной работы, переходит к холодному источнику. Поэтому вопрос совершенства цикла имеет важное значение при создании тепловых двигателей.

Наивыгоднейший теоретический цикл, преобразующий максимальное количество тепловой энергии в механическую работу, был предложен Карно. Карно показал, что цикл должен состоять из двух изотерм и двух адиабат.

Рассмотрим прямой обратимый цикл Карно. Представим себе тепловую машину, цилиндр которой может быть по мере надобности как абсолютно теплопроводным (для осуществления условий изотермичности), так и абсолютно нетеплопроводным (для осуществления условий адиабатности).

Этот цикл представлен на рис 3.5.

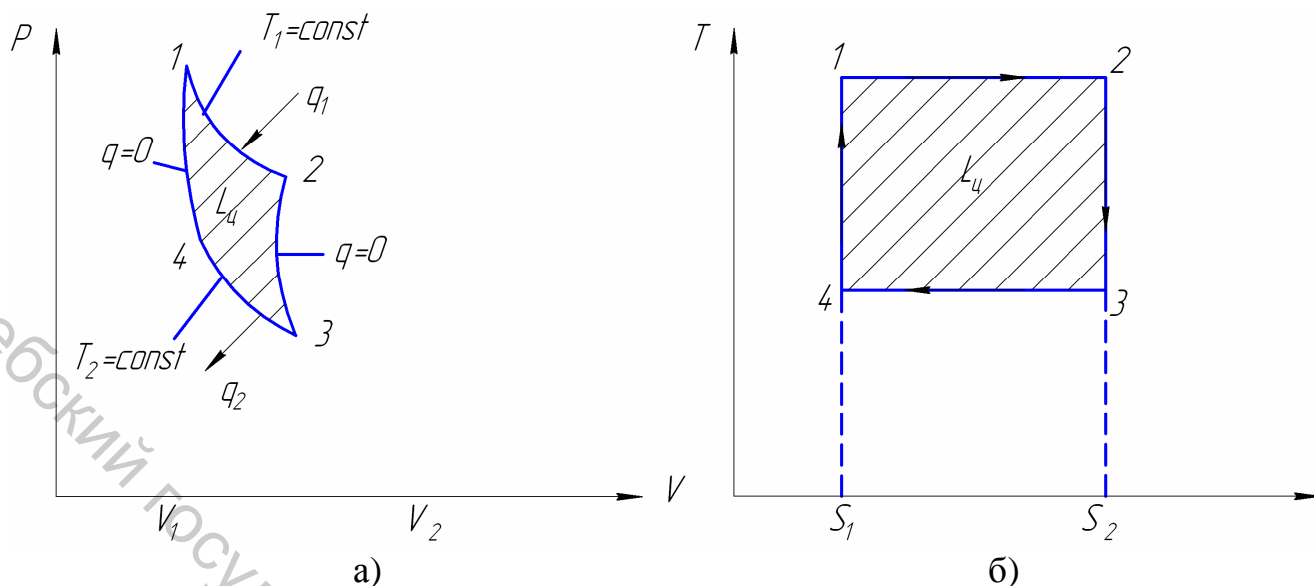


рис 3.5

Цикл Карно состоит из двух изотерм (подвода и отвода тепла) и двух адиабат (расширения и сжатия).

Процесс 1-2 представляет собой изотермическое расширение газа. В этом процессе (при $T_1 = const$) рабочее тело получает от горячего источника определенное тепло q_1 . Дальнейшее расширение газа происходит по адиабате 2-3, при этом температура снижается до T_2 (температура холодного источника). В процессе изотермического сжатия 3-4 (при $T_2 = const$) от рабочего тела отнимается тепло q_2 . Процесс дальнейшего сжатия происходит по адиабате 4-1 до начального состояния.

В результате осуществления прямого цикла Карно тепло $q_u = q_1 - q_2$ преобразовывается в полезную работу l_u , численно равную площади, ограниченной контуром цикла (рис 3.5, а).

Термический к.п.д. прямого цикла Карно равен:

$$h_t^k = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \quad (3.15)$$

Подводимые и отводимые теплоты определяются выражением (3.12)

$$q_1 = T_1(S_2 - S_1) \text{ и } q_2 = T_2(S_3 - S_4). \quad (3.16)$$

Подставляя выражения (3.16) в (3.15) получим термический КПД прямого обратимого цикла Карно

$$h_t^k = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.17)$$

Холодильный коэффициент обратного цикла Карно равен

$$e^k = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (3.18)$$

Теорема Карно: КПД цикла Карно как прямого, так и обратного зависит только от температур горячего и холодного источников и не зависит от рода и свойств рабочего тела.

В заданном интервале температур цикл Карно всегда имеет КПД выше, чем любой другой обратимый цикл.

3.6. Свойства обратимых и необратимых циклов и процессов

Обратимые циклы..

Рассмотрим важные свойства обратимых циклов.

Термический к.п.д. обратимого цикла Карно равен:

$$h_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.19)$$

Термический к.п.д. любого обратимого цикла (при отсутствии потерь) определяется по выражению:

$$h_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (3.20)$$

Следует, что для обратимого цикла (без потерь) можно записать:

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} \quad \text{или} \quad \frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}. \quad (3.21)$$

В общем виде можно записать, не обращая внимания на знаки (выбор знака теплоты условен: + тепло подводится, – тепло отводится):

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0 \quad (3.22)$$

Отношение подведенной или отведенной теплоты q к абсолютной температуре T . Клаузиусом названо приведенной теплотой. Сумма приведенных теплот для обратимого цикла равна нулю. Рассмотрим произвольный, но обратимый цикл (рис 3.6). Разобьем его адиабатами и изотермами на ряд элементарных циклов Карно.

Для каждого элементарного цикла Карно можно записать: $\sum \frac{dq}{T} = 0$, а

для всего произвольного цикла: $\lim \sum \frac{dq}{T} = \oint \frac{dq}{T} = 0$. Данный интеграл но-

сит название первого интеграла Клаузиуса для обратимых циклов, получено Клаузиусом в 1854 г. и представляет математическое выражение второго закона термодинамики для обратимых циклов и процессов.

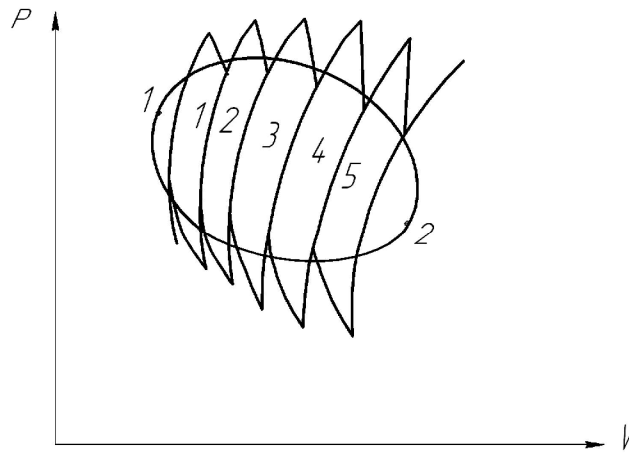


рис 3.6

Рассмотрим свойства необратимых циклов.

Для любого необратимого цикла к.п.д. будет всегда меньше к.п.д. цикла Карно, при одинаковых температурных условиях.

Можно записать:

$$h_n < h_t^k$$

или

$$1 - \frac{q_2}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (3.23)$$

$$\frac{T_2}{T_1} < \frac{q_2}{q_1} \text{ или } \frac{q_1}{T_1} < \frac{q_2}{T_2}; \frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} < 0 \quad (3.24)$$

Алгебраическая сумма приведенных теплот для необратимых циклов меньше нуля.

Для произвольного необратимого цикла, составленного из необратимых элементарных циклов запишем:

$$\oint \frac{dq}{T} < 0 \quad (3.25)$$

Неравенство (3.25) представляет второй интеграл Клаузиуса для необратимых циклов и является математическим выражением второго закона термодинамики для необратимых циклов и процессов.

Рассмотрим изменение энтропии в необратимых циклах (рис 3.7).

Допустим, что газ после осуществления некоторого необратимого процесса 1-а-2 возвращается из конечного состояния в начальное обратимым процессом 2-б-1.

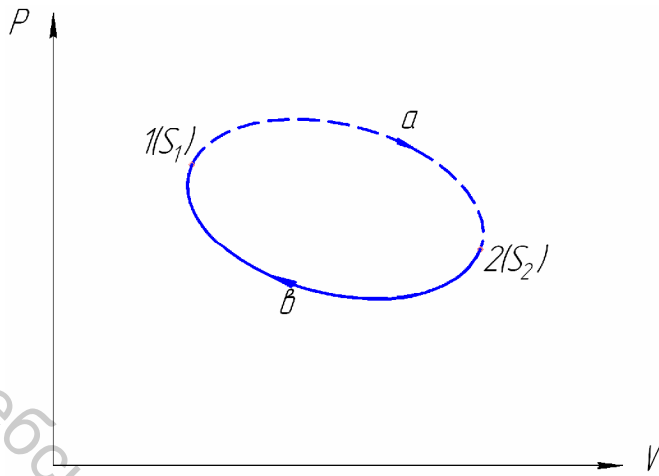


Рис.3.7

Так как $\int_{2b1} \frac{dq}{T}$ – относится к обратимому процессу 2б1, то в этом процессе изменения энтропии как функции состояния равно $(S_1 - S_2)$. Неравенство (3.26) примет вид:

$$\int_{1a2} \frac{dq}{T} + (S_1 - S_2) < 0 \quad (3.27)$$

или

$$(S_2 - S_1) > \int_{1a2} \frac{dq}{T} \text{ и } dS > \frac{dq}{T}. \quad (3.28)$$

Общее соотношение для обратимых и необратимых процессов и циклов:

$$dS \geq \frac{dq}{T} \quad (3.29)$$

Изменение энтропии в обратимых адиабатных процессах при $dq = 0$. $dS = 0$; $S = const$; т.е. $S_2 = S_1$.

Изменение энтропии для необратимых циклов и процессов: $dS > 0$, т.е. $S_2 > S_1$.

Следовательно, в обратимых адиабатных процессах энтропия остается без изменения, а в необратимых адиабатных процессах всегда увеличивается и не может уменьшаться. Выражение $dS \geq 0$ является математическим выражением второго закона термодинамики для обратимых и необратимых циклов и процессов.

Если в системе протекают необратимые процессы, сопровождающиеся диссипацией энергии и проявлением тепла трения, то в соответствии с (3.24), тепло трения вызовет рост энтропии.

Следовательно, при протекании в изолированной системе необратимых процессов энтропия системы может только возрастать. При этом, в самом общем случае, энтропия одних тел может уменьшаться, других увеличивать-

В результате этих процессов осуществляется необратимый цикл 1-а-2-б-1, для которого можно записать

$$\oint \frac{dq}{T} < 0 \text{ или для цикла}$$

$$\int_{1a2} \frac{dq}{T} + \int_{2b1} \frac{dq}{T} < 0 \quad (3.26)$$

ся, но суммарное значение энтропии всех видов тел в рассматриваемой системе будет возрастать.

Все действительные процессы являются необратимыми, поэтому энтропия изолированной системы, где протекают такие процессы, всегда увеличивается.

Необратимые процессы в изолированной системе всегда сопровождаются обеспечением энергии (например, часть энергии системы преращается в тепло трения). При этом энергия из более полезной формы переходит в менее полезную, рассеивается и деградирует.

Таким образом, для процессов, протекающих в изолированной термодинамической системе, суммарное изменение энтропии всех тел не может быть отрицательным, т.е.:

$$\sum \Delta S_c \geq 0. \quad (3.30)$$

Знак равенства здесь относится к обратимым процессам, знак больше – к необратимым.

В качестве одной из формулировок второго закона термодинамики, данной Клаузиусом, является закон возрастания энтропии изолированной системы. Этому закону Клаузиус придал характер универсального мирового закона, не имеющего никаких ограничений. Клаузиус утверждал, что в природе непрерывно совершаются превращения любых видов энергии в тепло, и температура различных тел постепенно выравнивается. Таким образом, все виды энергии превращаются в тепловую и в ней находят свою «смерть».

Идеалистические философские воззрения Клаузиуса находятся в противоречии с научным материализмом. Дело в том, что верный по своей идее принцип возрастания энтропии в конечной изолированной системе Клаузиус распространил на всю Вселенную и сделал совершенно необоснованный вывод о том, что энтропия Вселенной стремится к максимуму, т.е. мировой процесс развивается в сторону «тепловой смерти».

Сущность методической ошибки, породившей ложную проблему «тепловой системы», заключается в игнорировании качественного изменения основных понятий термодинамики при распространении ее законов на мир в целом, т.е. при переходе от макрофизических процессов к процессам космических масштабов. Второй закон термодинамики не является всеобщим законом и подчинен закону сохранения энергии.

В термодинамике понятие изолированной системы есть понятие «части», а не «целого». Вселенная, звездный мир – это нечто целое, это «изолированная система» в философском, а не термодинамическом смысле. Эта система по самой своей сути никогда не может ни отдавать, ни получать тепло. Поэтому к Вселенной мы не можем применять частные термодинамические положения.

С точки зрения современной физики, не теплота решает вопросы существования Вселенной, а гравитация, термоядерный синтез, квантовая механика. С этой точки зрения вопрос тепловой смерти Вселенной смысла не имеет.

3.7 Физический смысл энтропии. Статистический характер второго закона термодинамики

Как известно, состояние рабочего тела или системы тел характеризуется некоторыми параметрами (давлением, температурой, удельным объемом и т.д.). Эти параметры определяют состояние тела во всей его массе – макросостояние.

Микросостояние тела (системы тел) может быть оценено параметрами, которые определяют состояние каждой из молекул тела, например, ее координаты в пространстве, скорость движения и т.д.

Совершенно очевидно, что одному и тому же макросостоянию соответствует огромное число различных микросостояний. Число микросостояний, реализующих данное макросостояние, называется термодинамической вероятностью. Термодинамическая вероятность характеризует осуществимость определенного распределения молекул тела по энергетическим уровням, иными словами – вероятность данного состояния рабочего тела.

Как известно, при изменении состояния тела изменяются и его параметры, в том числе и энтропия, которая является одним из параметров состояния.

Рассмотрим изолированную термодинамическую систему. Как было уже показано, необратимые процессы в такой системе сопровождаются возрастанием энтропии. Максимум энтропии соответствует равновесному состоянию, которое является наиболее вероятным. Таким образом, статистическая причина увеличения энтропии в необратимых процессах состоит в увеличении вероятности состояния системы. Следовательно, энтропия системы есть некоторая функция вероятности ее состояния:

$$S = f(w),$$

где w – вероятность состояния.

Вид этой функциональной зависимости был установлен Больцманом:

$$S = \kappa \ln w + c, \quad (3.31)$$

где κ , c – некоторые постоянные.

Таким образом, с помощью формулы Больцмана устанавливается связь между энтропией и вероятностью состоянию: энтропия – функция, мера вероятности состояния. Эта связь одного из параметров рабочего тела – энтропии с величиной, которая определяет поведение молекул газа, указывает на физический смысл энтропии как меры вероятности состояния тела (системы тел).

Больцман дал статистическое толкование второго закона термодинамики и выявил пределы применимости этого закона. Он показал, что процессы с возрастанием энтропии в изолированной системе являются наиболее вероятными, но не единственно возможными, т.е. обосновал возможность протекания процессов, при которых система переходит из более вероятного состояния в менее вероятное с уменьшением энтропии. Этим положением снимает-

ся безусловный характер необратимости и самого процесса возрастания энтропии.

Таким образом, в природе не только возможны, но и необходимы процессы с уменьшением энтропии. Их надо искать в тех частях Вселенной, где существует другая Термодинамика, с иными законами, так как второй закон не является всеобщим законом природы.

3.8 Регенеративный цикл Карно

Более высокий термический К.П.Д., чем у обратимого цикла Карно в заданном интервале получить нельзя. Однако можно при осуществлении других обратимых циклов при наличии двух источников теплоты, постоянной температуры при дополнительных условиях получить термический К.П.Д., равный К.П.Д. цикла Карно. Такие циклы называются регенеративными. Регенерация тепла применяется в крупных Д.В.С. в циклах ГТУ и ПГУ, в циклах паротурбинных установок. Регенерация повышает К.П.Д. установок на 10-12%, дает экономию топлива до 10%, улучшает эксплуатационные характеристики установок.

Рассмотрим обратимый цикл 1-2-3-4, состоящий из двух изотерм 1-2 и 3-4 и двух произвольных обратимых процессов 2-3 и 4-1 при полной регенерации тепла. Процессы 2-3 и 4-1 эквидистантны в горизонтальном направлении (рис.3.8)

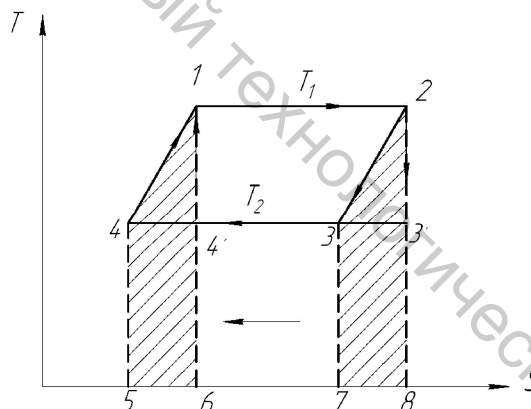


Рис.3.8

В изотермическом процессе 1-2 от горячего источника к рабочему подводить количество теплоты при $T_1 = const$, $q_1 = T_1(S_2 - S_1)$ а в процессе 3-4 к холодному источнику отводится количество теплоты $q_2 = T_2(S_3 - S_4)$.

В процессе расширения 2-3 рабочее тело при измерении состояния отдает количество тепла, измеряемое площадью 7328. При полной регенерации теплоты это количество тепла подводится к рабочему телу в процессе 4-1, измеряемое площадью 5-4-1-6.

Так как процессы 2-3 и 4-1 эквидистантны, то количества теплоты q_{2-3} и q_{4-1} будут одинаковы, т.е. сколько теплоты рабочее тело отдает в процессе 2-3, столько же оно получает в процессе 4-1.

Таким образом, цикл с полной регенерацией теплоты 1-2-3-4 преобразуется в цикл 1-2-3'4', состоящий из двух изотерм и двух адиабат 2-3' и 4'-1, т.е. в цикл Карно ($h_t^{pez} = h_t^k$).

Термический КПД цикла с полной регенерацией определяется по общему уравнению

$$h_t^{pez} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(S_2 - S_1) - T_2(S_3 - S_4)}{T_1(S_2 - S_1)} \quad (3.32)$$

Термический КПД цикла Карно

$$h_t^k = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(S_2 - S_1) - T_2(S_{3'} - S_{4'})}{T_1(S_2 - S_1)} \quad (3.33)$$

где, $S_2 - S_1 = S_{3'} - S_{4'} = S_3 - S_4$ т.к. $S_{3'} - S_3 = S_{4'} - S_4$

Сокращая уравнения (3.28) и (3.29) на ΔS получаем, что при полной регенерации теплоты термический КПД обратимого цикла равен КПД цикла Карно $h_t^{pez} = h_t^k$.

Осуществление полной регенерации тепла требует бесконечно большое количество промежуточных регенераторов (теплообменников), что невозможно. Регенеративные циклы получили широкое применение в различных теплосиловых установках.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сущность первого и второго законов термодинамики.
2. Напишите аналитическое выражение первого закона термодинамики.
3. Запишите математическое выражение второго закона термодинамики через интегралы Клаузиуса и энтропию для обратимых и необратимых процессов.
4. Сформулируйте ограниченность второго закона термодинамики.
5. Какие величины называются термодинамическими параметрами?
6. Какие термодинамические параметры относятся к термическим, а какие к калорическим?
7. Запишите размерности основных термодинамических параметров.
8. Напишите уравнение состояния идеального газа Клапейрона и универсальное уравнение состояния газа Менделеева.
9. Назовите простейшие термодинамические процессы.
10. Дайте определение обратимых и необратимых процессов, круговых процессов (циклов).
11. Объясните различие между понятиями функция состояния и функция процесса.
12. Чем отличаются реальные газы от идеальных?
13. Напишите уравнение Ван-дер-Ваальса для 1 кг газа и объясните его физический смысл.
14. Кто впервые доказал существование критической точки?

15. Что понимается под внутренней энергией идеального и реального газов?
16. От каких параметров состояния зависит внутренняя энергия идеального и реального газов?
17. Почему внутренняя энергия является функцией состояния, а не функцией процесса?
18. Почему работа и тепло являются функцией процесса?
19. Признаки обратимости для термодинамических процессов.
20. Что такое энтальпия, и запишите, как изменяется энтальпия в изобарном процессе?
21. Запишите вторую форму аналитического выражения первого закона термодинамики через энтальпию.
22. Дайте определение удельной теплоемкости.
23. Дайте определение истинной и средней теплоемкости.
24. В каких единицах измеряется теплоемкость и какая связь между массовой, объемной и мольной теплоемкостями?
25. Напишите уравнение для определения количества теплоты через среднюю теплоемкость.
26. Почему теплоемкость при постоянном давлении всегда больше теплоемкости при постоянном объеме?
27. Запишите уравнение Мейера и объясните физический смысл газовой постоянной.
28. Какая функция называется энтропией?
29. Сформулируйте условия протекания адиабатного процесса, и что такое показатель адиабаты?
30. Можно ли в круговом процессе (цикле) превратить в работу все подведенное тепло?
31. Какие условия требуются для создания непрерывного процесса превращения теплоты в работу?
32. Какие циклы называются прямыми, а какие обратными и назовите их?
33. Напишите соотношения для определения термического КПД прямого цикла и холодильного коэффициента для обратного цикла.
34. Опишите обратимый цикл Карно, из каких процессов он состоит и изобразите цикл Карно в P - V и T - S диаграммах.
35. От каких параметров зависит термический КПД цикла Карно и сформулируйте теорему Карно?
36. Можно ли получить термический К.П.Д. цикла теплового двигателя больше, чем термический КПД цикла Карно при одинаковых температурах горячего и холодного источников?
37. Назовите тепловые двигатели, которые работают по прямому и обратному циклу Карно.
38. Свойства обратимых и необратимых циклов, первый и второй интеграл Клаузиуса для обратимых и необратимых циклов.
39. Как изменяется энтропия в необратимых и обратимых циклах?

40. Запишите уравнение Больцмана-Планка, связывающее энтропию системы и вероятность ее состояния.
41. Назовите главную ошибку положения Клаузиуса относительно тепловой смерти Вселенной.

4 АНАЛИЗ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ЦИКЛОВ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

4.1 Политропный термодинамический процесс

Термодинамический процесс, протекающий с постоянной теплоемкостью ($c = const$), называется политропным.

Найдем уравнение этого процесса в P - u – координатах. Уравнения первого закона термодинамики, как было показано выше, можно записать в виде:

$$dq = cdT = c_v dT + Pdu. \quad (4.1)$$

$$dq = cdT = c_p dT - udP, \quad (4.2)$$

откуда:

$$(c - c_u) dT = Pdu. \quad (4.3)$$

$$(c - c_p) dT = -udP. \quad (4.4)$$

Разделим (4.4) и (4.3). Тогда:

$$\frac{c - c_p}{c - c_u} = -\frac{dP}{P} \cdot \frac{u}{du}. \quad (4.5)$$

Обозначим:

$$\frac{c - c_p}{c - c_u} = n. \quad (4.6)$$

Величина n для каждого политропного процесса принимает определенное постоянное значение и называется показателем политропы.

Подставляя (4.6) в уравнение (4.5), получаем:

$$n \cdot \frac{d\nu}{\nu} + \frac{dP}{P} = 0. \quad (4.7)$$

Уравнение (4.7) является уравнением политропы в дифференциальной форме. Проинтегрируем его:

$$n \int \frac{du}{u} + \int \frac{dP}{P} = const \text{ или } n \cdot \ln u + \ln P = const. \quad (4.8)$$

Потенцируя (4.8), находим:

$$Pu^n = const. \quad (4.9)$$

Последнее выражение является уравнением политропы в системе координат P - u .

Найдем уравнение политропы в T - S – координатах.

В соответствии с уравнением второго закона термодинамики:

$$dS = \frac{dq}{T}. \quad (4.10)$$

В произвольном политропном процессе, когда теплоемкость есть величина постоянная, тепло определяется как:

$$dq = cdT. \quad (4.11)$$

Следовательно:

$$dq = \frac{cdT}{T}. \quad (4.12)$$

Для конечного политропного процесса:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.13)$$

Из формулы (4.6) следует, что теплоемкость в политропном процессе:

$$c = c_u \frac{n - \kappa}{n - 1}, \text{ где } \kappa = \frac{c_p}{c_u}. \quad (4.14)$$

Следовательно:

$$\Delta S = c_u \frac{n - \kappa}{n - 1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.15)$$

Уравнение политропы является обобщающим для всех термодинамических процессов. Изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы, если они протекают при постоянной теплоемкости, являются частными случаями политропного процесса.

4.2. Изохорный термодинамический процесс

Изохорным процессом называется процесс, протекающий при постоянном объеме ($u = const$). В этом процессе $c = c_u$. Следовательно, показатель политропы:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_u} = \frac{c_u - c_p}{c_u - c_u} = \infty. \quad (4.16)$$

Найдем уравнение изохорного процесса в системе координат T - S . В соответствии с (4.13) в изохорном процессе зависимость изменения энтропии от температуры имеет логарифмический характер:

$$\Delta S_u = c_u \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (4.17)$$

На рис 4.1 а, б представлен изохорный процесс в системах координат $P-u$ и $T-S$.

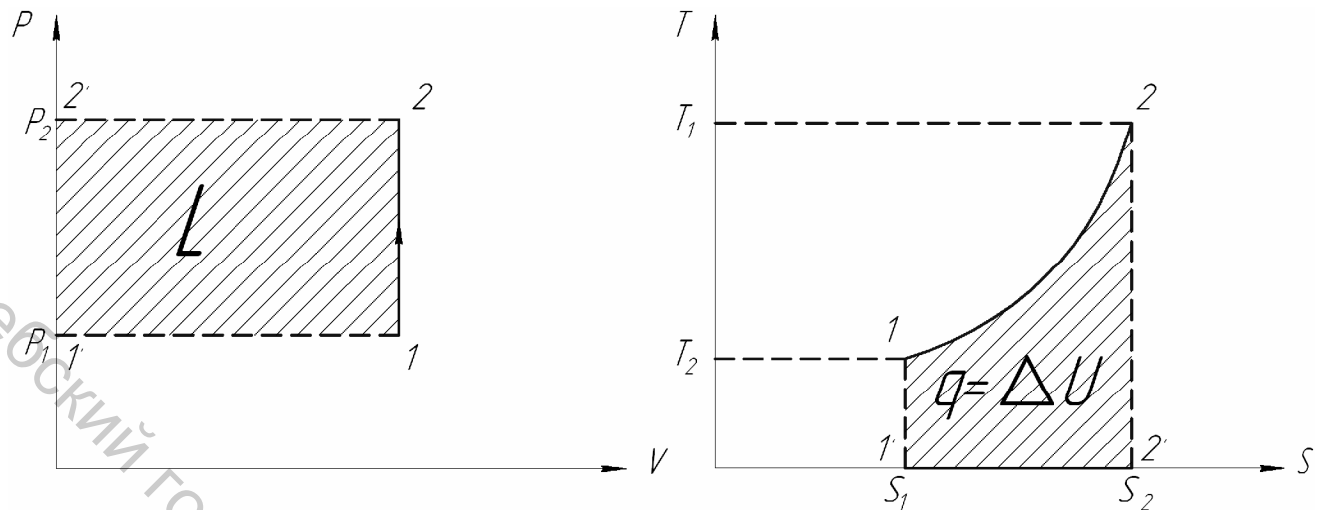


рис 4.1

Для получения зависимости между основными термодинамическими параметрами в этом процессе запишем уравнение Клайперона для первого и второго состояний. Тогда:

$$P_1 u = RT_1 \text{ и } P_2 u = RT_2, \quad (4.18)$$

откуда:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (4.19)$$

В изохорном процессе давление прямо пропорционально температуре. Это соотношение представляет закон Шарля.

Работа расширения газа в изохорном процессе нулю, т.к. газ не изменяет своего объема:

$$l = 0, \quad (4.20)$$

(на рис 4.1, а площадь под линией процесса и осью абсцисс равна нулю).

Располагаемая работа в изохорном процессе:

$$l_{расп} = \int_{P_1}^{P_2} u dP = u \int_{P_1}^{P_2} dP = u(P_2 - P_1), \quad (4.21)$$

Уравнение первого закона термодинамики для изохорного процесса (с учетом того, что $l_{расп} = 0$) примет вид:

$$q_u = \Delta u \text{ или } dq = du = c_u dT. \quad (4.22)$$

Таким образом, в изохорном термодинамическом процессе все подводимое к телу тепло идет только на изменение его внутренней энергии.

Количество теплоты, участвующее в изохорном процессе, определяется:

$$q_u = c_u(T_2 - T_1). \quad (4.23)$$

Изменения внутренней энергии:

$$\Delta u = c_v(T_2 - T_1). \quad (4.24)$$

Изменение энтальпии определяется по формуле, справедливой для всех процессов идеального газа:

$$\Delta i = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1). \quad (4.25)$$

4.3 Изобарный термодинамический процесс

Изобарным процессом называется процесс, протекающий при постоянном давлении ($P = const$).

В этом процессе $c_n = c_p$. Следовательно, показатель политропы:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_u} = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_u} = 0. \quad (4.26)$$

Найдем уравнение изобарного процесса в системе координат $T-S$.

В соответствии с (4.13) в изобарном процессе зависимость изменения энтропии от температуры, как и в изохорном процессе, имеет логарифмический характер:

$$\Delta S_p = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (4.27)$$

На рис 4.2, а, б изобарный процесс представлен в системах координат $P-u$ и $T-S$.

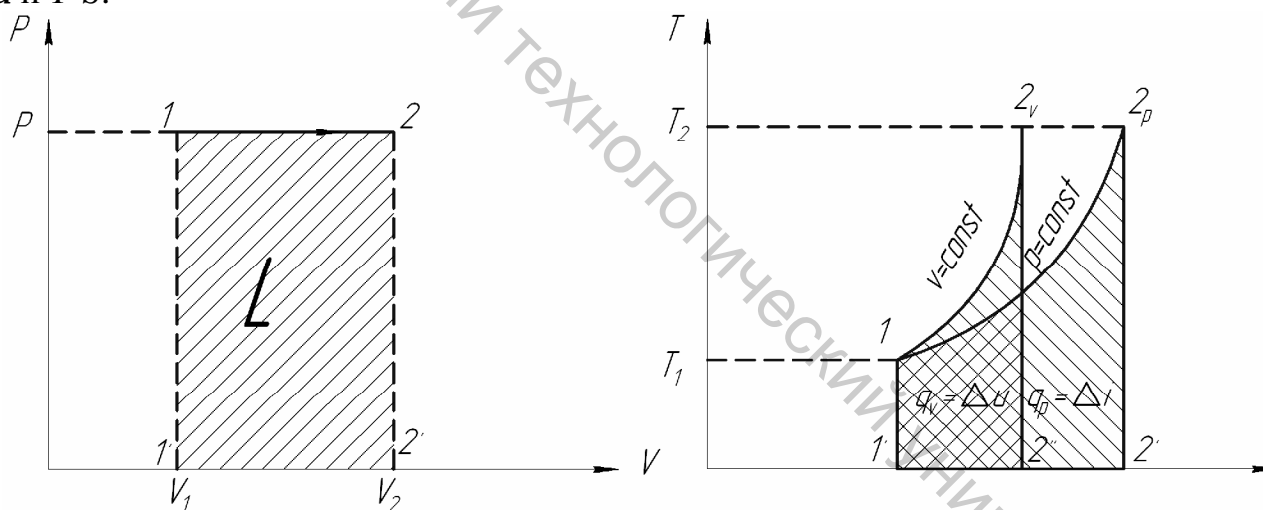


рис 4.2

В $T-S$ – диаграмме изохора и изобара являются логарифмическими линиями, их взаимное расположение будет различным.

Так как $c_p > c_u$, то, как следует из формул (4.17) и (4.27) изохора проходит круче изобары.

Для получения зависимости между основными термодинамическими параметрами в изобарном процессе запишем уравнение Клайперона для первого и второго состояний. Тогда:

$$Pu_1 = RT_1 \text{ и } Pu_2 = RT_2, \quad (4.28)$$

откуда:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (4.29)$$

В изобарном процессе удельный объем прямо пропорционален температуре. Это соотношение известно в физике под названием закона Гей-Люссака.

Работа расширения газа в процессе:

$$l = \int_{u_1}^{u_2} P du = P \int_{P_1}^{P_2} du = P(u_2 - u_1), \quad (4.30)$$

Так как $pu_1 = RT_1$, а $pu_2 = RT_2$, то работа расширения:

$$l = R(T_2 - T_1). \quad (4.31)$$

Таким образом, газовая постоянная численно равна работе, совершаемой 1 кг газа в изобарном процессе при изменении его температуры на один Кельвин (физический смысл газовой постоянной).

Располагаемая работа в изобарном процессе равна нулю, т.к. газ не изменяет своего давления $dp = 0$:

$$l_{расп} = 0, \quad (4.32)$$

Уравнение первого закона термодинамики для изобарного процесса имеет вид:

$$q_p = \Delta u + P(u_2 - u_1). \quad (4.33)$$

Количество теплоты, участвующее в изобарном процессе, определяется как:

$$q_p = c_p(T_2 - T_1). \quad (4.34)$$

Это же количество теплоты можно выразить через изменение энтальпии в процессе. Для изобарного процесса, так как $dl_{расп} = -udp = 0$, то:

$$dq = di - udP \quad \text{и} \quad q_p = i_2 - i_1. \quad (4.35)$$

Изменение внутренней энергии рабочего тела можно определить по формуле, справедливой для всех процессов идеального газа:

$$\Delta u = c_u(T_2 - T_1). \quad (4.36)$$

4.4 Изотермический термодинамический процесс

Изотермическим процессом называется процесс, протекающий при постоянной температуре ($T = const$).

В этом процессе теплоемкость равна бесконечности ($c = \infty$).

Найдем уравнение изотермического процесса в системе координат P - u . Показатель политропы для этого процесса.

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_u} = \frac{\infty - c_p}{\infty - c_u} - \text{неопределенность.}$$

Раскроем эту неопределенность, вычитая единицу из правой и левой частей:

$$n - 1 = \frac{c - c_p}{c - c_u} - 1 = \frac{c - c_p - c + c_u}{c - c_u} = \frac{c_u - c_p}{\infty - c_u} = 0,$$

откуда, $n = 1$

Уравнение изотермы в системе координат $P-u$ примет вид:

$$Pu = const. \quad (4.37)$$

Выражение (4.37) является уравнением равнобокой гиперболы.

На рис 4.3, а, б представлен изотермический процесс в системах координат $P-u$ и $T-S$.

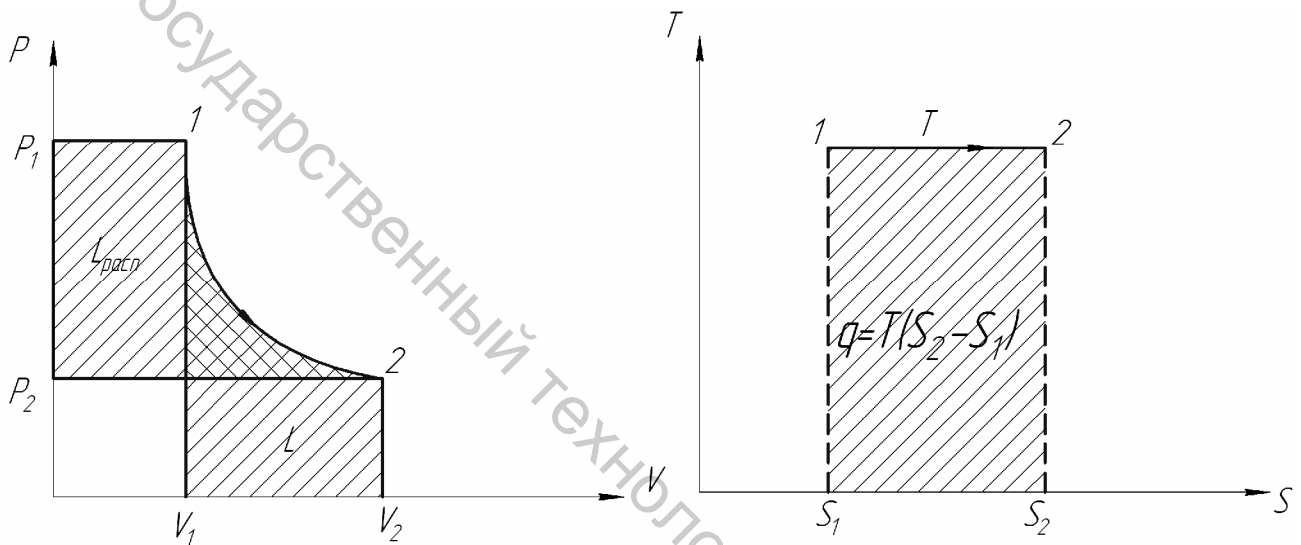


рис 4.3

Из уравнения (4.37) вытекает соотношение между основными термодинамическими в процессе:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{u_2}{u_1}. \quad (4.38)$$

В изотермическом процессе давление обратно пропорционально удельному объему. Это соотношение известно в физике под названием закона Бойля-Мариотта.

Определим внешнюю работу расширения газа в процессе. С учетом уравнения Клайперона можем записать:

$$l = \int_{u_1}^{u_2} P du = \int_{u_1}^{u_2} \frac{RT}{u} du = RT \int_{u_1}^{u_2} \frac{du}{u} = RT \ln \frac{u_2}{u_1}, \quad (4.39)$$

Располагаемая работа равна:

$$l_{расп} = \int_{P_1}^{P_2} u dP = \int_{P_1}^{P_2} \frac{RT}{P} dP = RT \ln \frac{P_2}{P_1}, \quad (4.40)$$

В изотермического процессе ($T = const$, $dT = 0$) изменение внутренней энергии будет равна нулю:

$$du = c_u dT = 0. \quad (4.41)$$

С учетом этого первого закона термодинамики принимает вид:

$$q_T = l. \quad (4.42)$$

В изотермическом процессе все подводимое к телу тепло идет на совершение внешней работы расширения. Поэтому количество теплоты, участвующее в процессе, может быть рассчитано по выражению:

$$q_T = RT \ln \frac{u_2}{u_1}. \quad (4.43)$$

С учетом уравнения энергетического эффекта для обратимого теплового воздействия можем выразить тепло в процессе при $T = const$:

$$q_T = \int_{S_1}^{S_2} T \cdot dS = T(S_2 - S_1) \quad (4.44)$$

Для осуществления процесса изотермического расширения к газу необходимо подводить тепло извне. Оно полностью идет на совершение внешней работы расширения. Для осуществления процесса изотермического сжатия внешняя среда совершает над газом работу. Эта работа полностью превращается в тепло и отводится.

Изменение энтальпии в изотермическом процессе равна нулю:

$$di = c_p dT = 0 \text{ и } \Delta i = c_p (T_2 - T_1) = 0. \quad (4.45)$$

4.5 Адиабатный термодинамический процесс

Адиабатным процессом называется процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой, т.е. при выполнении условий:

$$dq = 0; q = 0.$$

Осуществить на практике адиабатный процесс невозможно, т.к. в природе не существует абсолютной изоляции. В технике в качестве адиабатных условно принимаются такие быстропротекающие процессы, при которых рабочее тело не успевает обменяться теплом с окружающей средой.

В этом процессе теплоемкость $c = 0$. Следовательно, показатель адиабаты будет равен:

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_u} = \frac{0 - c_p}{0 - c_u} = \frac{c_p}{c_u} = \kappa, \quad (4.46)$$

где κ – показатель адиабаты.

Запишем уравнение первого закона термодинамики в двух выражениях для случая адиабатного процесса (без подвода и отвода тепла $q = 0$; $dq = 0$):

$$dq = c_u dT + p \cdot du; \text{ и } dq = c_p dT - u dp. \quad (4.47)$$

Разделим второе уравнение на первое при условии $dq = 0$ и получим:

$$\frac{c_p}{c_v} = -\frac{u dp}{P du} \text{ и } K \frac{du}{u} = -\frac{dP}{P}. \quad (4.48)$$

Уравнение (4.48) является дифференциальным уравнением адиабатного процесса.

Интегрируем, а затем потенцируем уравнение (4.48) получим уравнение адиабаты:

$$p_1 u_1^K = p_2 u_2^K = p_n u_n^K = p u^K = const \quad (4.49)$$

Уравнение $p u^K = const$ является уравнением адиабатного процесса. Адиабата в системе координат $P-u$ представляет неравнобокую гиперболу.

Для получения зависимостей между основными параметрами процесса запишем уравнение адиабаты и уравнение Клайперона для крайних точек процесса в виде соотношений:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^K \text{ и } \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{u_2}{u_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (4.50)$$

Последовательно, решая эти уравнения совместно, получим все необходимые соотношения между параметрами:

$$1) \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^K; 2) \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{K-1}; 3) \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \quad (4.51)$$

или

$$1) \frac{u_2}{u_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{K}}; 2) \frac{u_2}{u_1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1}{K-1}}; 3) \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{K-1}{K}} \quad (4.52)$$

На рис 4.4. представлен адиабатный процесс в $P-u$ и $T-S$ – диаграммах.

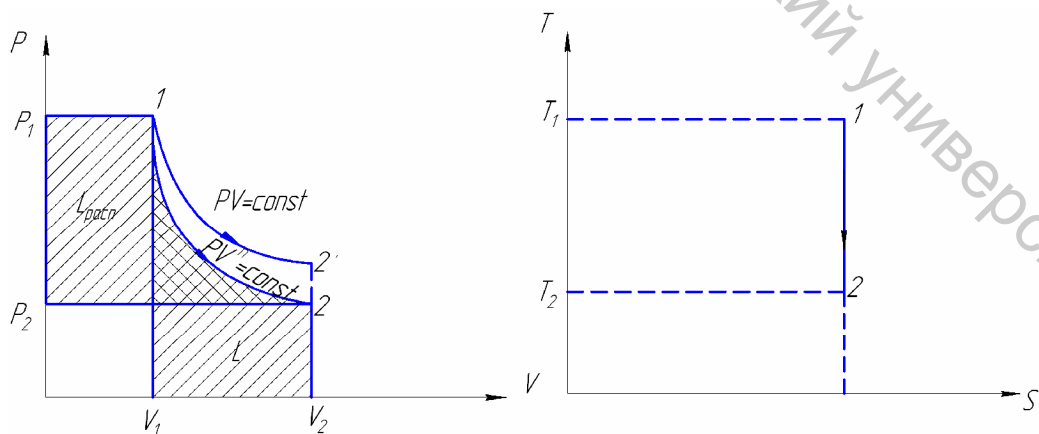


рис 4.4

Показатель адиабаты практически зависит только от атомности газа и составляет: для одноатомных – 1,67; для двухатомных – 1,4 и для трехатомных – и многоатомных – 1,29.

Хотя адиабата и изотерма являются гиперболическими кривыми, их взаимное расположение в P - u координатах будет различным.

Так как $\kappa = \frac{c_p}{c_u} > 1$ адиабата всегда проходит круче чем изотерма, у которой $n = 1$.

Уравнение первого закона термодинамики для адиабатного процесса имеет вид при $q = 0$:

$$\Delta u + l = 0 \text{ или } l = -\Delta u. \quad (4.53)$$

В адиабатном процессе расширения газа внешняя работа совершается за счет внутренней энергии. При этом температура газа понижается. Сжатие газа происходит за счет затраты внешней работы, и температура газа при этом повышается.

Изменения внутренней энергии тела, считая теплоемкость постоянной, можно записать:

$$-\Delta u = u_1 - u_2 = l_{расн.} = c_u(T_1 - T_2). \quad (4.54)$$

Следовательно, внешняя работа расширения газа в адиабатном процессе может быть определена (с учетом уравнения Клайперона):

$$l_{расн.} = c_u(T_1 - T_2) = \frac{c_u}{R}(P_1 u_1 - P_2 u_2). \quad (4.55)$$

Учитывая, что $c_p - c_u = R$, получаем

$$l = \frac{R}{\kappa - 1}(T_1 - T_2) = \frac{1}{\kappa - 1}(P_1 u_1 - P_2 u_2) = \frac{P_1 u_1}{\kappa - 1} \left(1 - \frac{P_2 u_2}{P_1 u_1}\right). \quad (4.56)$$

Или окончательно получим:

$$l = \frac{RT_1}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right]. \quad (4.57)$$

Найдем располагаемую работу в адиабатном процессе.

Из дифференциального уравнения адиабаты, которое можно записать по аналогии с дифференциальным уравнением политропы, следует:

$$\kappa \frac{du}{u} = -\frac{dP}{P} \text{ или } -udP = \kappa P du. \quad (4.58)$$

Учитывая, что:

$$l_{расн.} = \int_{P_1}^{P_2} udP \text{ и } l = \int_{u_1}^{u_2} P du,$$

можем записать:

$$l_{расн.} = \kappa l \text{ или } l_{расн.} = \frac{\kappa}{\kappa - 1}(P_1 u_1 - P_2 u_2). \quad (4.59)$$

Располагаемая работа в адиабатном процессе в κ раз больше работы расширения.

Изменение энтальпии в процессе рассчитывается по общей для всех процессов формуле:

$$di = c_p dT \text{ или } \Delta i = c_p (T_2 - T_1). \quad (4.60)$$

Из уравнения $dS = \frac{dq}{T}$ при условии $dq = 0$; следует $dS = 0$. Адиа-

батный процесс является изоэнтропийным $S = const$

4.6 Анализ политропных процессов

Особенность каждого из рассмотренных выше частных случаев термодинамических процессов заключается в том, что на один из параметров состояния накладывалось определенное ограничение. Наряду с этим существует еще множество процессов, у которых другие постоянные признаки.

Поскольку уравнение политропы отличается от уравнения адиабаты только формально (величиной показателя степени), то, очевидно, все соотношения между основными параметрами могут быть представлены формулами, аналогичными адиабатному процессу:

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^n; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{n-1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (4.61)$$

На этом же основании формула внешней работы расширения в политропном процессе имеет вид:

$$l = \frac{1}{n-1} (P_1 u_1 - P_2 u_2), \quad (4.62)$$

а располагаемая работа определяется по формуле:

$$l_{расп.} = \frac{n}{n-1} (P_1 u_1 - P_2 u_2). \quad (4.63)$$

Тепло, изменение внутренней энергии и изменение энтальпии в политропном процессе можно определить из следующих соотношений:

$$q = c(T_2 - T_1) = c_u \frac{n-\kappa}{n-1} (T_2 - T_1) \quad (4.64)$$

$$\Delta u = c_u (T_2 - T_1) \quad (4.65)$$

$$\Delta i = c_p (T_2 - T_1) \quad (4.66)$$

Проведем анализ политропных процессов, учитывая, что ряд этих процессов по характеру превращения энергии обладает некоторыми общими свойствами. При этом для простоты будем рассматривать только процессы расширения, связанные с подводом тепла.

Изобразим в $P-u$ и $T-S$ – координатах (рис 4.5 а, б) политропные процессы, проходящие через одну и ту же точку, принимая $n = 0; n = \infty; n = 1; n = \kappa$.

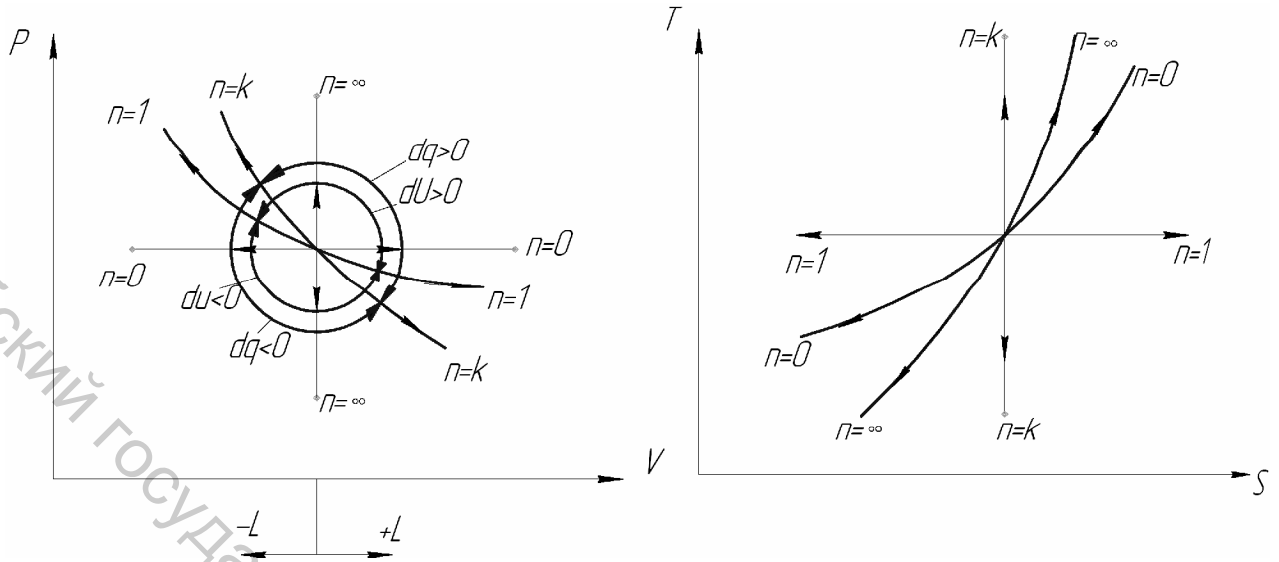


рис 4.5

Рассмотрим, как изменяется внутренняя энергия и тепло газа в таких процессах. В изотермическом процессе ($n = 1$) внутренняя энергия газа не изменяется. В изобарном процессе расширения ($n = 0$) внутренняя энергия увеличивается. В изохорном процессе при подводе тепла ($n = \infty$) внутренняя энергия также возрастает. Следовательно, все политропные процессы расширения, расположенные над изотермой, протекают с увеличением внутренней энергии газа. Политропные процессы, расположенные под этой изотермой, будут протекать с уменьшением внутренней энергии.

Рассмотрим, как изменяется тепло в политропных процессах. В адиабатном процессе теплоподвод отсутствует. В изотермическом, изобарном и изохорном процессах расширения теплота подводится. Следовательно, все политропные процессы, расположенные над адиабатой, протекают с подводом тепла, а процессы, расположенные под адиабатой, протекают с отводом тепла.

Особое место занимает группа политропных процессов, расположенных между адиабатой и изотермой.

Как известно, теплоемкость в политропном процессе:

$$c = c_u \frac{n - \kappa}{n - 1}.$$

Так как в рассматриваемой группе процессов $1 < n < \kappa$, между изотермой и адиабатой знаки изменения dq и du всегда противоположны, то теплоемкость этих процессов является величиной отрицательной, т.е. если теплота подводится $dq > 0$, то внутренняя энергия уменьшается и уменьшается температура газа. Если теплота отводится $dq < 0$, то внутренняя энергия увеличивается и температура газа увеличивается. Смысл отрицательной теплоемкости заключается в том, что при подводе тепла к газу его работа расширения со-

вершается не только за счет подводимого тепла, но и за счет уменьшения внутренней энергии рабочего тела.

Витебский государственный технологический университет

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дайте определения основным термодинамическим процессам.
2. Как графически изображаются на $P-u$ и $T-S$ диаграмме изохора, изобара, изотерма, адиабата?
3. Запишите соотношения между параметрами P , V и T для каждого процесса
4. Почему в $T-S$ диаграмме изобара проходит положе, чем изохора, проведенных из одной точки?
5. Почему в $P-u$ диаграмме адиабата проходит круче, чем изотерма, проведенных из одной точки?
6. Докажите, что в изобарном процессе теплота равна изменению энтальпии.
7. Какой процесс называется политропным?
8. Запишите уравнение теплоемкости политропного процесса.
9. Какие значения принимает показатель политропы для основных процессов?
10. В каких политропных процессах и почему теплоемкость будет отрицательной? Что это означает?
11. Запишите, по каким уравнениям вычисляется изменение энтропии в изохорном, изобарном, изотермическом процессах.

5 АНАЛИЗ ЦИКЛОВ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Широкое распространение в современной технике получили поршневые двигатели внутреннего сгорания (д.в.с.), в которых подвод теплоты происходит непосредственно в цилиндре в процессе сгорания топлива. Эти двигатели используются, главным образом, на авто-, водном и железнодорожном транспорте, в авиации, а также в стационарных энергоустановках малой мощности.

Одним из первых, кто указал на принципиальную возможность создания двигателей внутреннего сгорания, был С. Карно.

Наиболее целесообразным, с точки зрения термодинамической эффективности, здесь был бы цикл Карно, осуществляемый с помощью двух изотерм и двух адиабат. Однако, применение в двигателях внутреннего сгорания этого цикла представляет большие трудности, т.к. выполнять условия адиабатности и изотермичности сложно, и, во-вторых, для получения высоких к.п.д. цикла температура сгорания топлива в цилиндре должна быть выше 6000 К, что невозможно.

Все современные поршневые двигатели внутреннего сгорания подразделяются на три группы:

- 1) д.в.с. с подводом тепла при постоянном объеме ($u = const$);
- 2) д.в.с. с подводом тепла при постоянном давлении ($p = const$);
- 3) д.в.с. со смешанным подводом тепла.

Эти циклы являются идеализацией действительных процессов, протекающих в реальных двигателях. Действительные процессы заменяются обратимыми термодинамическими процессами идеального газа, что дает возможность использовать при их анализе весь аппарат теории идеального газа. Кроме того, изучение идеальных термодинамических циклов позволяет производить, при принятых допущениях, анализ и сравнение работы различных двигателей и выявлять факторы, влияющие на их экономичность.

Наибольшее распространение в настоящее время получили двигатели с подводом тепла при $u = const$ (карбюраторные двигатели) и с подводом тепла при $p = const$ (дизельные двигатели).

5.1 Цикл двигателей внутреннего сгорания с подводом тепла при постоянном объеме

Особенностью двигателей, работающих по этому циклу, является внешнее приготовление (в специальном устройстве-карбюраторе) рабочей топливо-воздушной смеси, которая затем подается в цилиндр.

Т.к. внешнее смесеобразование происходит при низкой температуре, двигатель может работать на легких топливах (бензинах), которые хорошо смешиваются с воздухом.

Работа двигателя осуществляется за четыре такта, что соответствует двум оборотам вала.

Теоретический цикл д.в.с. с подводом тепла при $v = const$ состоит из двух адиабат и двух изохор. Проведем анализ этого цикла с помощью $P-u$ и $T-S$ диаграмм (рис 5.1).

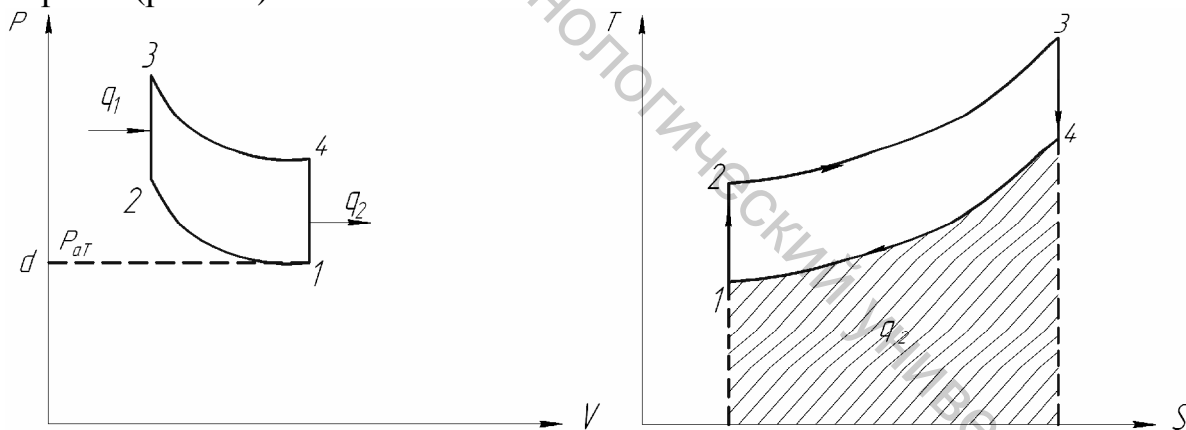


рис 5.1

Одновременно с теоретическим анализом цикла рассмотрим протекание и некоторых реальных процессов.

В течение первого такта, когда открывается всасывающий клапан, в цилиндр под поршень поступает топливо-воздушная смесь. Однако этот процесс не является термодинамическим, т.к. параметры рабочего тела не изменяются (изменяется его количество). На диаграмме (рис 5.1,а) этот процесс условно показан пунктирной линией а-1.

В процессе 1-2 (второй такт) происходит сжатие рабочего тела. Этот процесс протекает быстро, и поэтому является адиабатным.

В точке 2 топливо-воздушная смесь воспламеняется с помощью электрической искры и быстро сгорает (процесс 2–3) при постоянном объеме, что соответствует подводу тепла q_1 в цикле. В процессе 3–4 (третий такт) происходит адиабатное расширение продуктов сгорания топлива и производится работа расширения (процесс 3–4 протекает быстро). В точке 4 открывается выхлопной клапан, и давление в цилиндре практически мгновенно падает до давления всасывания. Поэтому процесс 4–1 является изохорным и связано это с размерами цилиндра.

В процессе 4–1 тепло q_2 отводится в теплоприемник (холодный сток – окружающую среду). Этим процессом теоретический цикл завершается (рабочее тело приходит в исходную точку 1). В реальных условиях работы двигателя происходит еще один, четвертый такт: продукты сгорания топлива выталкиваются поршнем в окружающую среду. Поскольку этот процесс не является термодинамическим, он условно показан на P - u диаграмме линией 1-а.

На рис 5.1,б представлено изображение этого цикла в T - S координатах.

Характеристиками цикла д.в.с. с подводом тепла при $v = const$ являются: степень сжатия $e = \frac{u_1}{u_2}$ и степень повышения давления $l = \frac{P_3}{P_2}$.

Определим термический к.п.д. этого цикла.

В общем случае термический к.п.д. цикла равен:

$$h_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (5.1)$$

Для рассматриваемого цикла:

$$h_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c(T_4 - T_1)}{c(T_3 - T_2)}. \quad (5.2)$$

Выразим температуры T_2 , T_3 и T_4 через начальную температуру рабочего тела T_1 .

Для адиабатного процесса 1–2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{\kappa-1}, \text{ откуда } T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{\kappa-1} = T_1 \cdot e^{\kappa-1}. \quad (5.3)$$

Для изохорного процесса 2–3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{P_3}{P_2}, \text{ откуда } T_3 = T_2 \cdot \frac{P_3}{P_2} = T_1 \cdot e^{\kappa-1} \cdot l. \quad (5.4)$$

Для адиабатного процесса 3–4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{u_3}{u_4} \right)^{\kappa-1}; \text{ поскольку } u_3 = u_2 \text{ и } u_4 = u_1, \text{ то } \frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^{\kappa-1}, \quad (5.5)$$

$$\text{откуда } T_4 = T_3 \cdot \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^{\kappa-1} = T_1 \cdot e^{\kappa-1} \cdot l \cdot \frac{1}{e^{\kappa-1}} = T_1 \cdot l.$$

Значения величин из (5.3...5.5) подставим в формулу (5.2).

Тогда:

$$h_t^{u=\text{const}} = 1 - \frac{T_1(l-1)}{T_1 e^{\kappa-1}(l-1)} = 1 - \frac{1}{e^{\kappa-1}}. \quad (5.6)$$

Из (5.6) следует, что термический к.п.д., зависит от степени сжатия ϵ , причем с ростом этой величины к.п.д. возрастает.

Однако увеличение степени сжатия в рассматриваемом двигателе ограничивается возможностью преждевременного самовоспламенения горючей смеси. Кроме того, при высоких значениях ϵ скорость сгорания смеси резко возрастает, что может вызвать детонацию (взрывное горение), которая резко снижает экономичность двигателя и даже может привести к аварии. В зависимости от рода топлива (марки бензина) степень сжатия составляет $4 \div 10$.

5.2 Цикл двигателей внутреннего сгорания с подводом тепла при постоянном давлении

В двигателях, работающих по этому циклу, сжатию подвергается воздух, температура в конце процесса сжатия превышает температуру самовоспламенения топлива. Создание этого двигателя связано с именем немецкого инженера Дизеля, впервые разработавшего его конструкцию.

Анализ цикла Дизеля проведем с помощью диаграмм $P-u$ и $T-S$ (рис 5.2). Одновременно с теоретическим анализом рассмотрим протекание реальных процессов.

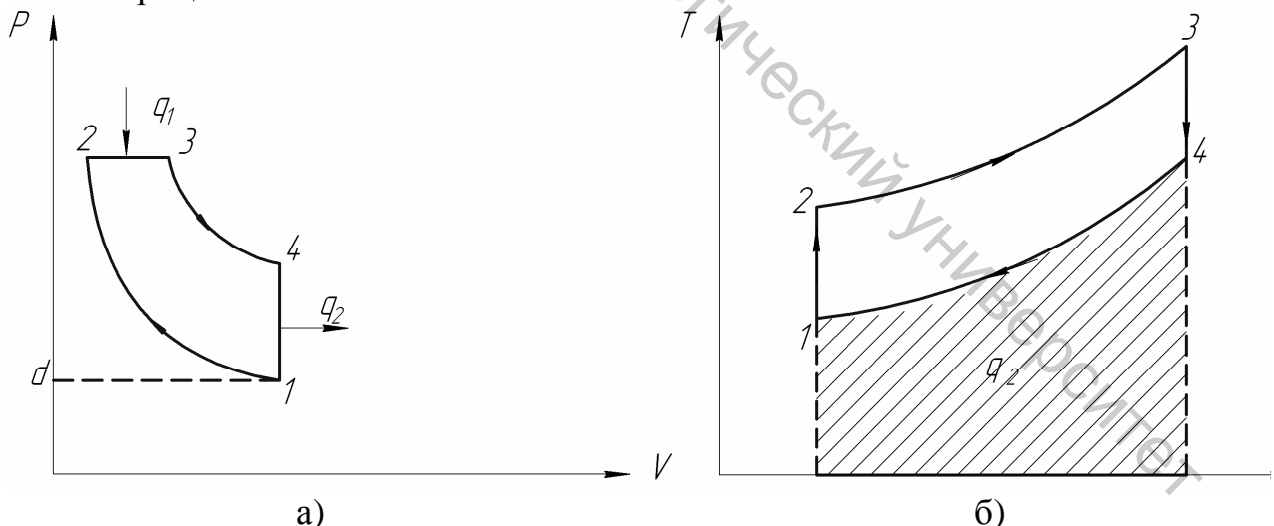


рис 5.2

В течение первого такта, когда открывается всасывающий клапан, в цилиндр под поршень поступает воздух. Однако этот процесс не является термодинамическим, т.к. параметр воздуха не изменяется (изменяется его ко-

личество). На диаграмме $P-u$ (рис 5.2,а) этот процесс условно показан пунктирной линией а-1.

В процессе 1-2 (второй такт) происходит адиабатное сжатие рабочего тела – воздуха (процесс протекает быстро).

В конце второго такта в цилиндр подается распыленное жидкое топливо, которое смешивается с воздухом, самовоспламеняется и горит при постоянном давлении (процесс 2-3), что обеспечивается соответствующей регулировкой топливной форсунки (горение происходит постепенно, по мере поступления топлива из форсунки). Распыление топлива, подаваемого в цилиндр, производится с помощью воздуха от специального компрессора.

Таким образом, тепло q_1 в цикле подводится в изобарном процессе 2-3, а отводится в изохорном процессе 4-1.

В процессе 3-4 происходит адиабатное расширение продуктов сгорания (третий такт) и производится работа расширения. Далее следуют те же процессы, что и в цикле д.в.с. с подводом тепла при $u = const$ и в процессе 4-1 теплота q_2 отводится в окружающую среду.

Характеристиками цикла д.в.с. с подводом тепла при постоянном давлении является: степень сжатия $e = \frac{u_2}{u_1}$ и степень предварительного расширения $r = \frac{u_3}{u_2}$.

$$r = \frac{u_3}{u_2}.$$

Найдем величину термического к.п.д. этого цикла.

$$h_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_u(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{\kappa(T_3 - T_2)}. \quad (5.7)$$

Выразим температуру T_2, T_3 и T_4 через начальную температуру рабочего тела T_1 .

Для адиабатного процесса 1-2:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{\kappa-1}, \text{ откуда } T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{\kappa-1} = T_1 \cdot e^{\kappa-1}. \quad (5.8)$$

Для изобарного процесса 2-3:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{u_3}{u_2}, \text{ откуда } T_3 = T_2 \cdot \left(\frac{u_3}{u_2} \right) = T_1 \cdot e^{\kappa-1} \cdot r. \quad (5.9)$$

Для адиабатного процесса 3-4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{u_3}{u_4} \right)^{\kappa-1}; \text{ поскольку } \frac{r}{u} = \frac{u_3}{u_2} : \frac{u_1}{u_2} \text{ и } u_4 = u_1, \text{ то} \quad (5.10)$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{r}{e} \right)^{\kappa-1}, \text{ откуда } T_4 = T_3 \cdot \frac{r^{\kappa-1}}{e^{\kappa-1}} = T_1 \cdot e^{\kappa-1} \cdot r \cdot \frac{1}{e^{\kappa-1}} = T_1 \cdot r.$$

Значения величин из (5.8...5.10) подставим в формулу (5.7).

Тогда:

$$h_t = 1 - \frac{T_1(l-1)}{\kappa \cdot T_1(e^{\kappa-1} \cdot r - e^{\kappa-1})} = 1 - \frac{r^\kappa - 1}{\kappa \cdot e^{\kappa-1}(r-1)}. \quad (5.11)$$

Из (5.11) следует, что термический к.п.д. цикла с изобарным подводом тепла тем выше, чем больше степень сжатия ϵ и меньше степень предварительного расширения ρ .

Поскольку процессы сжатия топливо-воздушной смеси и воздуха в двигателе Дизеля разделены и преждевременное воспламенение топлива исключается, эти двигатели работают со степенями сжатия, существенно большими, чем в двигателе с подводом тепла при $v = const$ (здесь $e = 15...20$). Следовательно, при одинаковых условиях $h_t^{p=const} > h_t^{u=const}$.

Кроме того, т.к. образование горючей смеси в двигателях Дизеля происходит при высокой температуре, в этих двигателях можно сжигать более дешевые, чем бензин, тяжелые топлива, что имеет чрезвычайно важное значение в деле экономии топливо-энергетических ресурсов.

5.3 Цикл с подводом теплоты в процессе при $u = const$ и $p = const$ или цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера).

Двигатели с медленным сгоранием топлива при $p = const$ (двигатели Дизеля) имеют недостатки. Одним из них является наличие компрессора для подачи топлива, что усложняет конструкцию и уменьшает экономичность двигателя, сложные устройства насоса, форсунки.

Стремление упростить и улучшить работу таких двигателей привело к созданию бескомпрессорных двигателей со смешанным подводом теплоты, которые разработал русский инженер Тринклер. Такие д.в.с. по традиции называются двигателями Дизеля.

Жидкое топливо топливным насосом подается через топливную форсунку в цилиндр, попадая в нагретый воздух, топливо самовоспламеняется и горит вначале при $u = const$, а затем при $p = const$. Идеальный цикл д.в.с. со смешанным подводом теплоты изображен на рис 5.3.

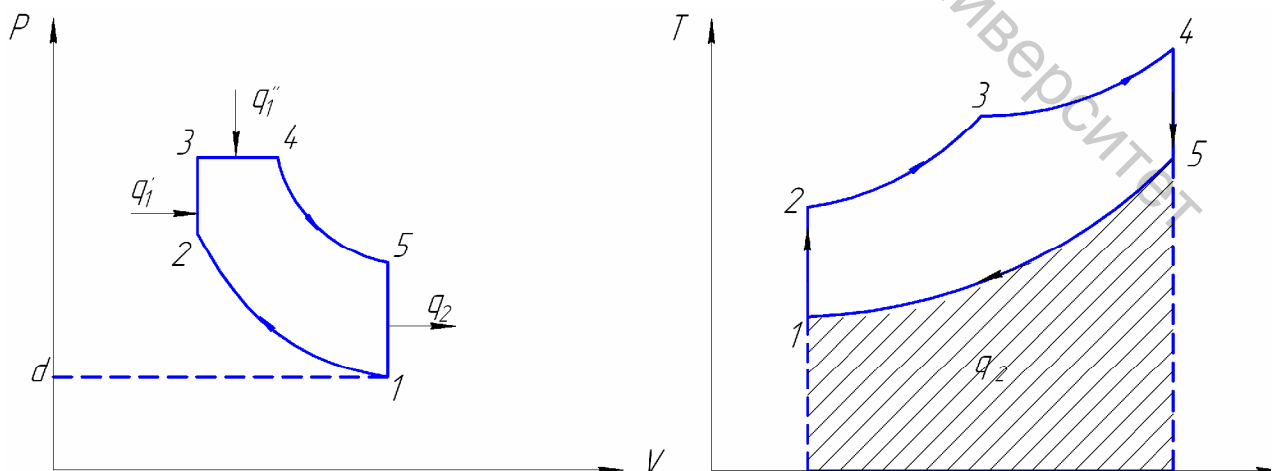


рис 5.3

Рабочее тело с параметрами p_1, u_1, T_1 сжимается по адиабате 1-2 до точки 2. По изохоре 2-3 подводится часть тепла q_1' , а по изобаре 3-4 оставшаяся часть теплоты q_1'' . От точки 4 рабочее тело расширяется по адиабате 4-5, а затем по изохоре 5-1 рабочее тело возвращается в первоначальное состояние – в точку 1, при этом отводится холодному источнику теплота q_2 .

Характеристиками смешанного цикла являются: степень сжатия e , степень повышения давления l и степень расширения r :

$$e = \frac{u_1}{u_2}; l = \frac{p_3}{p_2}; r = \frac{u_4}{u_3} \quad (5.12)$$

Определим термический к.п.д. цикла при условии, что теплоемкости c_p, c_u и показатель адиабаты κ постоянны, а рабочим телом является воздух.

Термический к.п.д. цикла:

$$h_t = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''} \quad (5.13)$$

Теплота, подведенная в процессе $u = const$ (2-3):

$$q_1' = c_u (T_3 - T_2) \quad (5.14)$$

Теплота, подведенная в процессе $p = const$ (3-4):

$$q_1'' = c_p (T_4 - T_3)$$

Количество отведенной теплоты в процессе 5-1:

$$q_2 = c_u (T_5 - T_1)$$

Термический к.п.д. цикла равен:

$$h_t = 1 - \frac{c_u (T_5 - T_1)}{c_u (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3)} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + \kappa (T_4 - T_3)} \quad (5.15)$$

Температуры во всех характерных точках цикла выразим через температуру T_1 .

Параметры рабочего тела в точке 2 цикла: $u_2 = \frac{u_1}{e}$; $p_2 = p_1 e^\kappa$;

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{\kappa-1}; T_2 = T_1 \cdot e^{\kappa-1}.$$

В точке 3: $u_3 = u_2 = \frac{u_1}{e}$; $p_3 = p_2 \cdot l = p_1 e^\kappa \cdot l$; $\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = l$; $T_3 = T_2 \cdot l$;

$$T_3 = T_1 e^{\kappa-1} \cdot l.$$

$$\text{В точке 4: } u_4 = u_3 \cdot r = \frac{u_1 r}{e}; \quad p_4 = p_3 = p_1 e^{\kappa-1} \cdot l; \quad \frac{T_4}{T_3} = \frac{u_4}{u_3} = r;$$

$$T_4 = T_3 \cdot r; \quad T_4 = T_1 e^{\kappa-1} \cdot l \cdot r.$$

$$\text{В точке 5: } u_5 = u_1; \quad p_5 = p_4 \cdot \left(\frac{u_1}{u_5} \right)^\kappa = p_1 e^{\kappa-1} \cdot l \left(\frac{u_1 r}{u_1 e} \right)^\kappa = p_1 r^\kappa l;$$

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{u_4}{u_5} \right)^{\kappa-1} = \left(\frac{u_4}{u_1} \right)^{\kappa-1}; \quad \frac{r}{e} = \frac{\left(\frac{u_4}{u_3} \right)}{\left(\frac{u_1}{u_2} \right)} = \frac{u_4}{u_1}; \quad T_5 = T_4 \cdot \left(\frac{r}{e} \right)^{\kappa-1};$$

$$T_5 = T_1 e^{\kappa-1} \cdot l \cdot r \frac{r^{\kappa-1}}{e^{\kappa-1}}; \quad T_5 = T_1 \cdot l r^\kappa.$$

Значения всех температур в характерных точках подставим в уравнение (5.15):

$$h_t = 1 - \frac{T_1 l \cdot r^\kappa - T_1}{(T_1 e^{\kappa-1} \cdot l - T_1 e^{\kappa-1}) + \kappa (T_1 e^{\kappa-1} \cdot l r - T_1 e^{\kappa-1} \cdot l)} \quad (5.16)$$

Окончательно получим:

$$h_t = 1 - \frac{l r^\kappa - 1}{e^{\kappa-1} (l - 1) + \kappa l (r - 1)} \quad (5.17)$$

Из уравнения следует, что к.п.д. цикла зависит от показателя адиабаты κ , степени сжатия e , степени повышения давления l и степени предварительного расширения r . С увеличением κ , e , и l к.п.д. цикла возрастает, а с увеличением r – уменьшается.

5.4 Сравнение циклов д.в.с.

Степень совершенства циклов определяется значением его термического к.п.д. Сравнение циклов удобно проводить на T - S – диаграмме. При этом можно применять два метода сравнения: сравнение площадей в T - S – диаграмме, сравнение среднеинтегральных температур в процессах подвода и отвода теплоты в циклах.

1. Сравнение циклов с изохорным и изобарным подводом теплоты при разных степенях сжатия e и при равенстве отведенных теплот и одинаковых максимальных температурах T_3 .

На рис 5.4 цикл при $u = const$ это 1-2-3-4, цикл при $p = const$ это 1-5-3-4. Температура в точке 3 одинакова. Так как отведенная теплота (пл. 6-1-4-7) q_2 в циклах одинакова, а подведенная теплота q_1 в цикле при $p = const$ больше (пл.6-5-3-7), то термический к.п.д. цикла при $p = const$ будет больше термического к.п.д. цикла при $u = const$ ($h_t^p > h_t^u$).

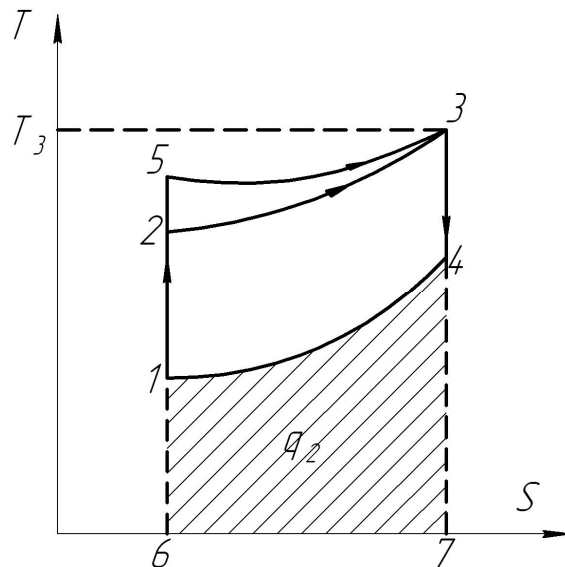


рис 5.4

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. На какие группы делятся двигатели внутреннего сгорания (ДВС)?
2. Напишите основные характеристики для ДВС всех типов двигателей.
3. Назовите основные термодинамические процессы, из которых состоят циклы ДВС, работающие при $p = const$ и $u = const$.
4. Приведите графическое изображение циклов при $p = const$ и $u = const$ в $p-u$ и $T-S$ -диаграммах.
5. Запишите формулы для вычисления термического к.п.д. для ДВС при сгорании топлива при $p = const$ и $u = const$.
6. Дать описание идеального цикла ДВС со смешанным подводом тепла, записать формулу термического к.п.д. и изобразить графически цикл в $p-u$ и $T-S$ -диаграммах.
7. Почему нельзя применять высокие степени сжатия в цикле с подводом тепла при $u = const$?
8. Проведите сравнение циклов с подводом тепла при $p = const$ и $u = const$ при разных степенях сжатия и одинаковых максимальных температурах, пользуясь методом сравнения площадей в $T-S$ -диаграмме.

6 ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

6.1 Газотурбинные установки (ГТУ)

Основным недостатком поршневых двигателей внутреннего сгорания являются ограниченность их мощности и невозможность адиабатного расширения рабочего тела до атмосферного давления. Эти недостатки отсутствуют в газотурбинных установках, где рабочим телом являются продукты

сгорания жидкого или газообразного топлива. Рабочее тело, имеющее высокие температуру и давление, из камеры сгорания направляется в сопло, в котором оно расширяется и с большой скоростью поступает на лопатки газовой турбины, где используется его кинетическая энергия для получения механической работы.

ГТУ обладают многими важными преимуществами перед поршневыми двигателями. Газовые турбины имеют относительно малый вес и небольшие габариты, в них нет деталей с возвратно-поступательным движением, они могут выполняться с высокими числами оборотов и большими единичными мощностями.

Однако при создании крупных стационарных ГТУ еще нужно решить ряд важных задач. Прежде всего, необходимо существенно повысить начальную температуру газа перед турбиной, чтобы увеличить термический к. п. д. цикла установки. Это потребует создания новых жаропрочных сталей, способных устойчиво и длительно работать при максимальных температурах. Применяемое в настоящее время водяное или газовое охлаждение элементов газовой турбины работающих в области высоких температур, является недостаточно надежным и конструктивно сложным.

Необходимо также решить проблему создания компактного регенеративного газоздушного теплообменника, который является неотъемлемой частью современной экономичной ГТУ.

Большое значение для экономичности газотурбинной установки имеет повышение эффективного к. п. д. компрессора, входящего в схему установки. Дело в том, что примерно 70% мощности газовой турбины расходуется на привод компрессора и поэтому общий эффективный к. п. д. ГТУ главным образом определяется совершенством работы компрессора. Вообще же газовая турбина является перспективным двигателем, и широкое внедрение ее в промышленность — одна из важных задач развития энергетики.

ГТУ могут работать со сгоранием топлива при постоянном давлении и при постоянном объеме. Соответствующие им идеальные циклы делятся на циклы с подводом теплоты в процессе при постоянном давлении и постоянном объеме.

6.2 Цикл ГТУ с подводом теплоты в процессе $p = const$

На рис 6.1 дана схема простейшей ГТУ со сгоранием топлива при $p = const$. В камеру сгорания 1 через форсунки 6 и 7 непрерывно поступает воздух из турбокомпрессора 4 и топливо из топливного насоса 5. Из камеры продукты сгорания направляются в комбинированные сопла 2.

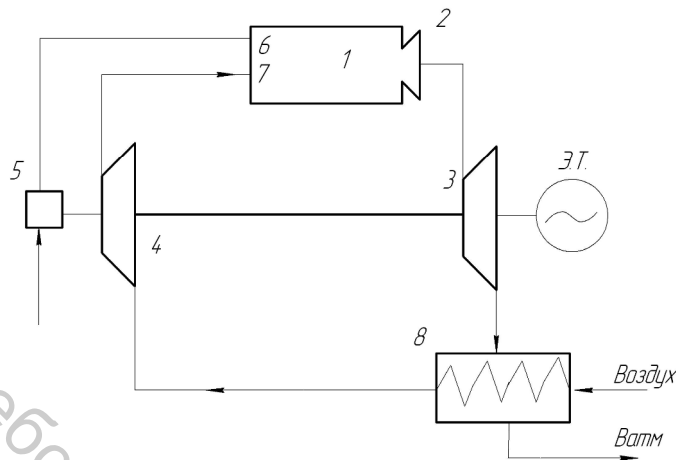


рис 6.1

Из сопел продукты сгорания поступают на лопатки газовой турбины 3 отдают тепло в рекуператоре 8, а затем выбрасываются в атмосферу. На рис 6.2 представлен идеальный цикл газотурбинной установки на $p-u$ и $T-S$ – диаграммах с подводом теплоты при $p = const$. В этом цикле отвод теплоты от рабочего тела производится не по изохоре, как это имеет место в двигателях внутреннего сгорания, а по изобаре.

В поршневых двигателях объем газов при расширении ограничен объемом цилиндра. В газовых турбинах такого ограничения нет и газы могут расширяться до атмосферного давления.

Рабочее тело с начальными параметрами p_1, u_1, T_1 сжимается по адиабате 1-2 до точки 2. От точки 2 к рабочему телу подводится некоторое количество теплоты по изобаре 2-3.

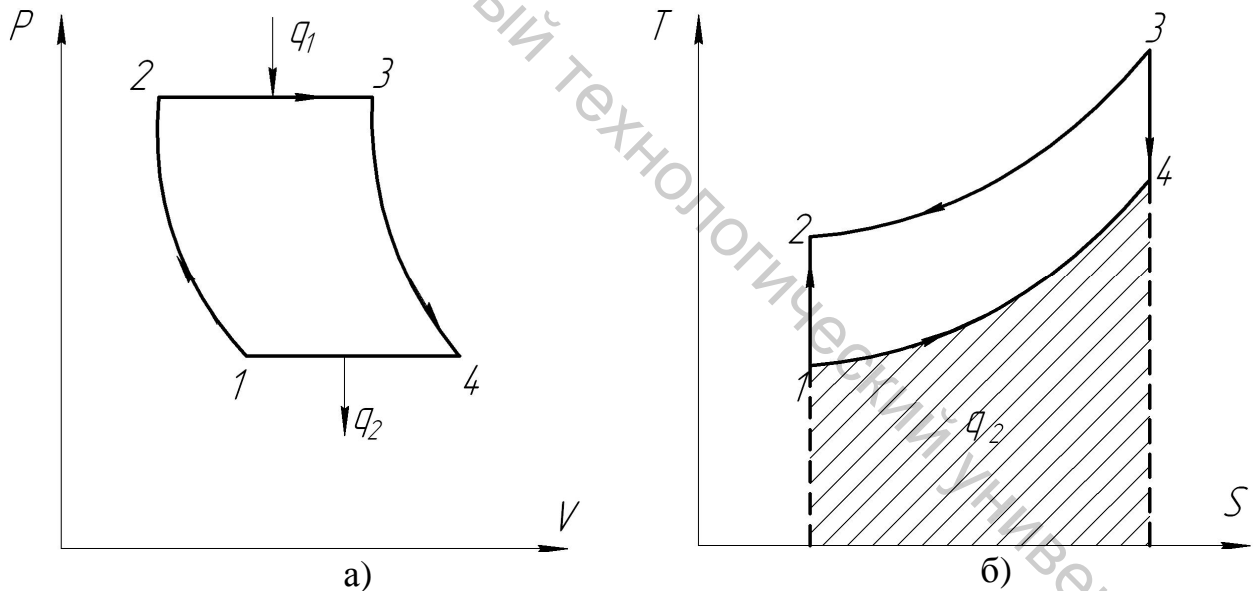


рис 6.2

Затем рабочее тело расширяется по адиабате 3-4 до начального давления и возвращается по изобаре 4-1 в первоначальное состояние, при этом отводится теплота q_2 .

Характеристиками цикла являются: степень повышения давления в компрессоре $b = \frac{p_2}{p_1}$ и степень изобарного расширения $r = \frac{u_3}{u_2}$

Количество подводимой теплоты определяется по формуле

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

а количество отводимой теплоты – по следующей формуле:

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

Термический к. п. д. цикла равен:

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

Выразим температуры T_2 , T_3 и T_4 через начальную температуру рабочего тела T_1 :

для адиабаты 1-2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = b^{\frac{k-1}{k}}; T_2 = T_1 \cdot b^{\frac{k-1}{k}};$$

для изобары 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{u_3}{u_2} = r; T_3 = T_2 \cdot r; T_3 = T_2 \cdot b^{\frac{k-1}{k}} \cdot r$$

для адиабаты 3-4

$$T_4 = T_1 \cdot b^{\frac{k-1}{k}} \cdot r \frac{1}{b^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 r$$

Подставляя полученные значения температур в уравнение для термического к. п. д., получаем:

$$h_t = 1 - \frac{T_1 \cdot r - T_1}{T_1 \cdot b^{\frac{k-1}{k}} \cdot r - T_1 \cdot b^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{r-1}{b^{\frac{k-1}{k}} (r-1)} \quad \text{или} \quad (6.1)$$

$$h_t = 1 - \frac{1}{b^{\frac{k-1}{k}}}$$

Термический к. п. д. газотурбинной установки с подводом теплоты при постоянном давлении зависит от степени повышения давления b и показателя адиабаты k , возрастая с увеличением этих величин.

Отработавший газ после газовой турбины целесообразно направлять в теплообменный аппарат для подогрева воздуха, поступающего в камеру сгорания, или направлять для нужд коммунального хозяйства на получение горячей воды, пара и т. д.

При рассмотрении работы реальных ГТУ необходимо отдельно учитывать потери на необратимость процессов в турбокомпрессоре и в газовой турбине.

6.3 Цикл ГТУ с подводом теплоты в процессе $u = const$

На рис 6.3 дана схема ГТУ со сгоранием топлива при постоянном объеме. В этой установке сжатый в турбокомпрессоре 6 воздух поступает из ресивера (сосуда большой емкости для выравнивания давления) 7 через воздушный клапан 8 в камеру сгорания 1. Сюда же топливным насосом 5 через топливный клапан 9 подается жидкое топливо. Продукты сгорания, пройдя через сопловой клапан 2, расширяются в сопле 3 и приводят во вращение ротор газовой турбины 4.

Для осуществления периодического процесса горения необходимо подавать воздух и топливо через управляемые клапаны 8 и 9 в определенные периоды времени.

Процесс горения производится при закрытых клапанах 2 и 8. Воспламенение топлива происходит от электрической искры. После сгорания топлива давление в камере 1 повышается, открывается сопловой клапан 2 и продукты горения направляются через сопло 3 в газовую турбину, где и расширяются до конечного давления. На рис 6.4 на $p-u$ и $T-S$ – диаграммах изображен идеальный цикл ГТУ с подводом теплоты при $v = const$. Рабочее тело с начальными параметрами p_1, u_1, T_1 сжимается по адиабате 1–2 до точки 2, давление в которой определяется степенью повышения давления.

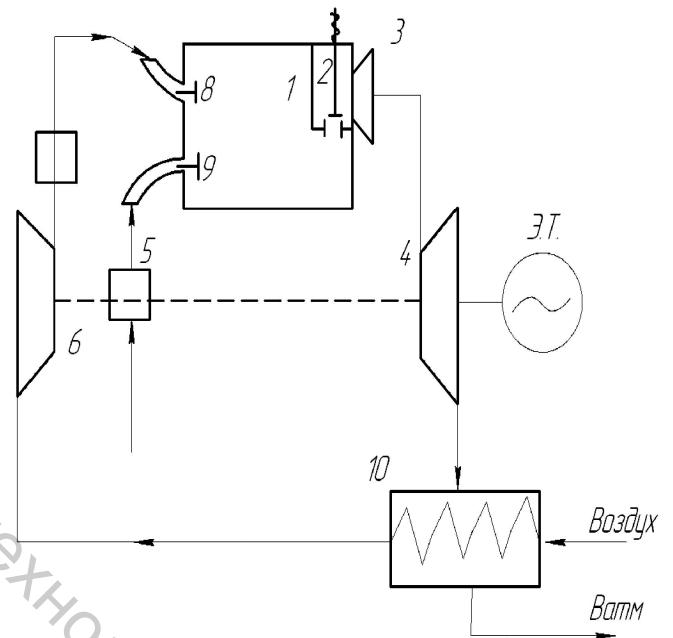


рис 6.3

По изохоре 2-3 к рабочему телу подводится некоторое количество теплоты q_1 , затем рабочее тело расширяется по адиабате 3–4 до начального давления (точка 4) и возвращается в первоначальное состояние по изобаре 4–1, при этом отводится теплота q_2 .

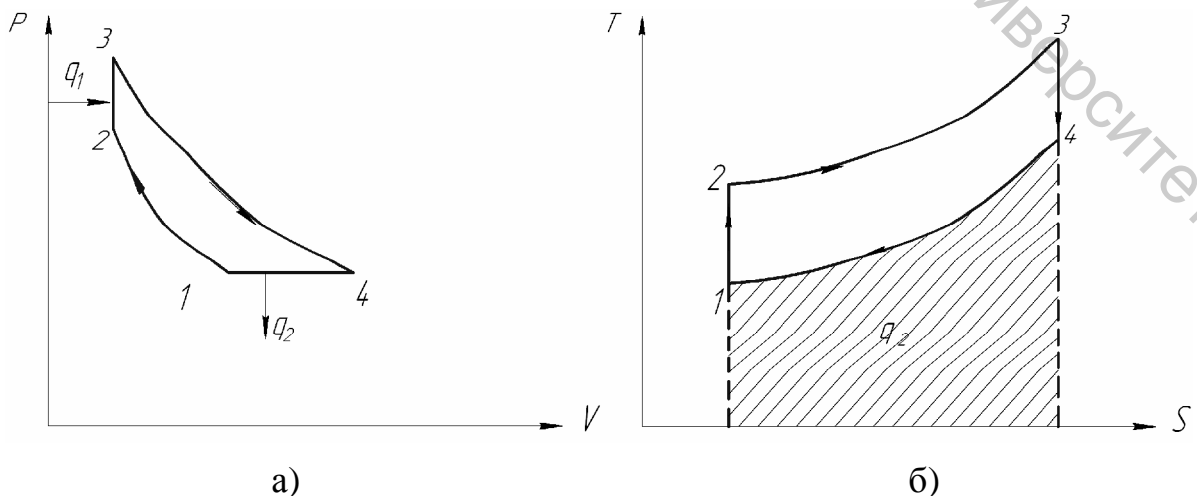


рис 6.4

Характеристиками цикла являются степень повышения давления в компрессоре $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ и степень добавочного повышения давления $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$.

Количество подводимой теплоты определяется по формуле:

$$q_1 = c_u (T_3 - T_2) \quad (6.2)$$

А количество отводимого теплоты – по формуле:

$$q_2 = c_p (T_4 - T_1) \quad (6.3)$$

Подставив значение q_1 и q_2 в выражение для термического к.п.д. цикла, получим:

$$h_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p (T_4 - T_1)}{c_u (T_3 - T_2)} = 1 - \frac{k(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)}. \quad (6.4)$$

Выразим температуры T_2 , T_3 и T_4 через начальную температуру рабочего тела T_1 :

для адиабаты 1-2

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = b^{\frac{k-1}{k}}; T_2 = T_1 \cdot b^{\frac{k-1}{k}};$$

для изохоры 2-3

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = l; T_3 = T_2 \cdot l; T_3 = T_1 \cdot b^{\frac{k-1}{k}} \cdot l;$$

для адиабаты 3-4

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_1 b l} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{(b l)^{\frac{k-1}{k}}},$$

$$T_4 = T_3 \left(\frac{1}{b l} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 b^{\frac{k-1}{k}} l \left(\frac{1}{b l} \right)^{\frac{k-1}{k}} \text{ и } T_4 = T_1 l^{\frac{1}{k}}.$$

Подставим полученные значения температур в выражение для термического к.п.д. цикла. Тогда:

$$h_t = 1 - \frac{k(T_4 - T_1)}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{k \left(T_1 l^{\frac{1}{k}} - T_1 \right)}{T_1 b^{\frac{k-1}{k}} l - T_1 b^{\frac{k-1}{k}}}, \text{ или} \quad (6.5)$$

$$h_t = 1 - \frac{\left[k \left(l^{\frac{1}{k}} - 1 \right) \right]}{\left[b^{\frac{k-1}{k}} (l - 1) \right]}$$

Термический к.п.д. ГТУ с подводом теплоты при $v = const$ зависит от k , β и λ и увеличивается с возрастанием этих величин.

6.4 Сравнение циклов ГТУ

На рис 6.5 представлены циклы ГТУ при одинаковых степенях повышения давления и одинаковых максимальных температурах. Из рисунка видно, что цикл ГТУ с изохорным подводом теплоты имеет больший к.п.д.

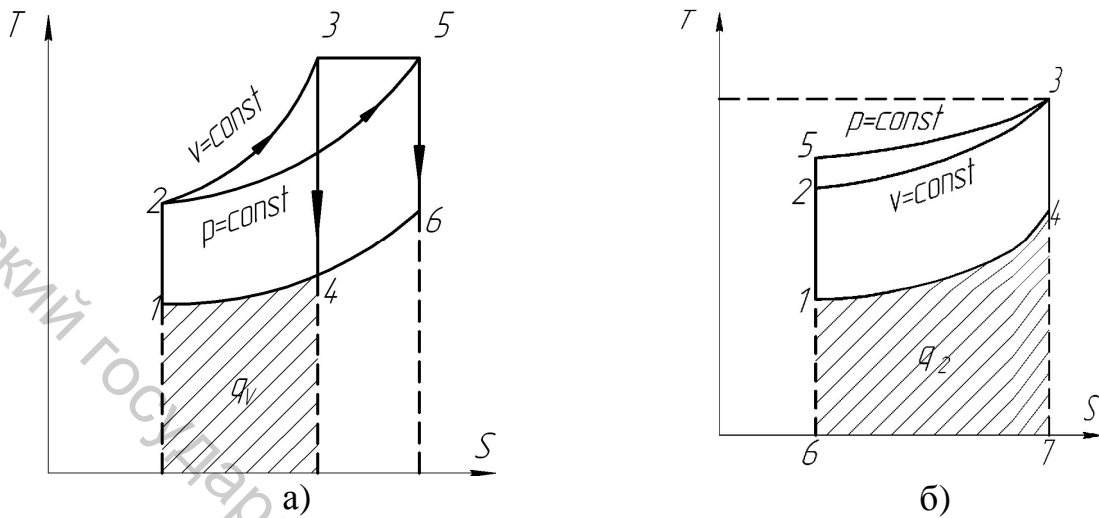


рис 6.5

Действительно из рис 6.5 видно, что в цикле с подводом теплоты при $v = const$ среднеинтегральная температура подвода теплоты T'_J будет выше, а среднеинтегральная температура отвода теплоты T''_J – ниже, чем в цикле с подводом теплоты при $p = const$: $h_{t\text{ изох.}} > h_{t\text{ изоб.}}$

Сравнение циклов ГТУ при разных степенях повышения давлений и одинаковых максимальных температурах подтверждает вывод, полученный при исследовании работы поршневых двигателей, что цикл с подводом теплоты при $p = const$ будет иметь больший к. п. д., чем цикл с подводом теплоты при $u = const$, т. е. к. п. д., определяемый по средне-интегральным температурам, дает большее значение для цикла ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ (рис 6.5). Теплота подведенная в цикле при $p = const$ больше чем в цикле при $u = const$: $h_{t\text{ изоб.}} > h_{t\text{ изох.}}$

6.5 Методы повышения к. п. д. ГТУ

Термический к. п. д. ГТУ со сгоранием топлива при $p = const$ растет с увеличением степени повышения давлений β . Однако с ростом β увеличивается и температура газов в конце сгорания топлива T_3 , в результате чего быстро разрушаются лопатки турбин и сопловые аппараты, охлаждение которых затруднительно.

Чтобы увеличить к. п. д. ГТУ, частично изменили условия их работы. В установках стали применять регенерацию теплоты, многоступенчатое сжатие воздуха в компрессоре, многоступенчатое сгорание и т. д. Это дало значительный эффект и повысило в установках степень совершенства превращения теплоты в работу.

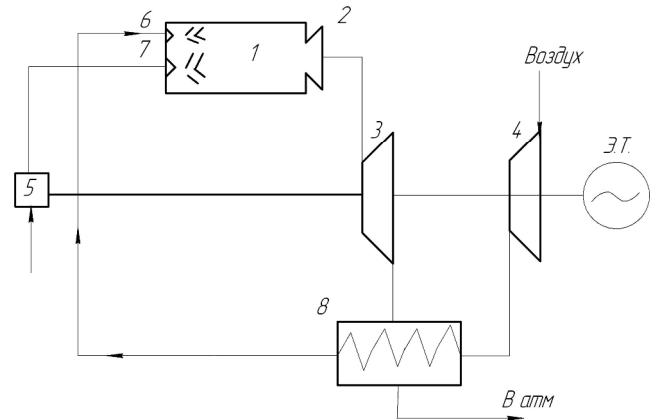


рис 6.6

Рассмотрим применение регенерации теплоты в ГТУ со сгоранием топлива при $p = const$ (рис 6.6). Сжатый воздух из турбокомпрессора 4 направляется в регенератор 8, где получает теплоту при постоянном давлении от газов, вышедших из камеры сгорания 1 через сопло 2 в турбину 3. Подогретый воздух из регенератора 8 через форсунку 7, а топливо из топливного насоса 5 через форсунку 6 направляется в камеру сгорания 1.

Идеальный цикл такой ГТУ с регенерацией теплоты показан на рис 6.7,а,б.

На этих рисунках: 1-2 – адиабатное сжатие воздуха в компрессоре; 2-5 – изобарный подвод теплоты в регенераторе; 5-3 – подвод теплоты при постоянном давлении в камере сгорания; 3-4 – адиабатное расширение продуктов сгорания в соплах турбины; 4-6 – изобарный отвод теплоты от газов в регенераторе; 6-1 – изобарный отвод теплоты от газов по выходе из регенератора теплоприемнику.

Термический к.п.д. цикла при полной регенерации, когда $T_4 - T_6 = T_5 - T_2$, найдем по уравнению:

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

где

$$q_1 = c_p (T_3 - T_5) = c_p (T_3 - T_4),$$

а

$$q_2 = c_p (T_6 - T_1) = c_p (T_2 - T_1)$$

тогда

$$h_t = 1 - \left[\frac{(T_2 - T_1)}{(T_3 - T_4)} \right] \quad (6.6)$$

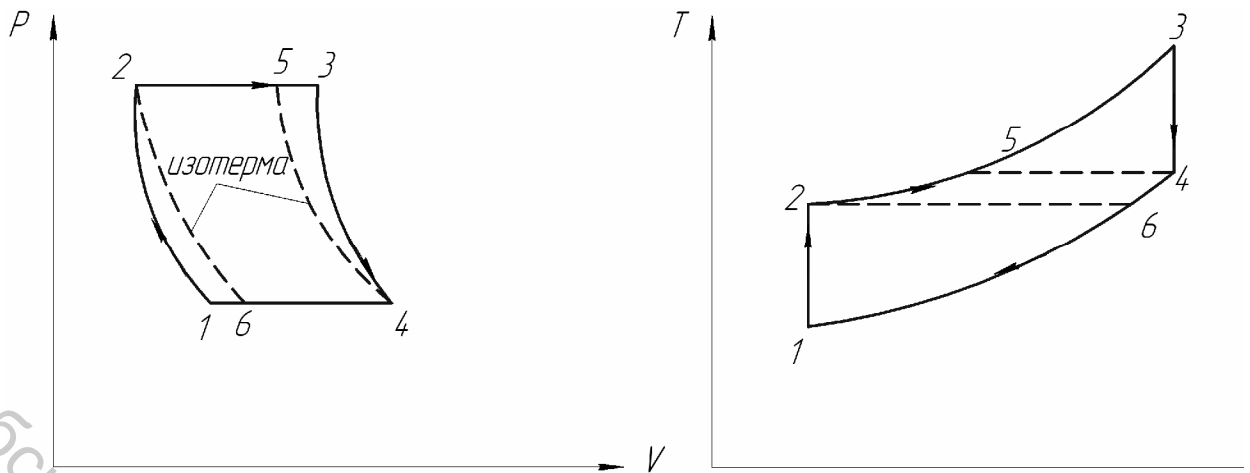


рис 6.7

Температуры в основных точках цикла определяются:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 b^{\frac{k-1}{k}}; T_3 = T_1 b^{\frac{k-1}{k}} \cdot r; T_4 = T_1 r.$$

К.п.д. цикла:

$$h_t = 1 - \frac{1}{r} = 1 - \frac{T_1}{T_4}. \quad (6.7)$$

Термический к. п. д. цикла с подводом теплоты при $p = const$ и полной регенерацией зависит от начальной температуры газа T_1 и от температуры в конце адиабатного расширения T_4 .

Практически полную регенерацию осуществить нельзя вследствие ограниченных размеров регенераторов и наличия конечной разности температур между нагреваемым и охлаждаемым потоками газа.

Обычно исходя из технико-экономических соображений ГТУ делают с двухступенчатым расширением и трехступенчатым сжатием. В такой установке атмосферный воздух последовательно сжимается в отдельных ступенях компрессора и охлаждается в промежуточных холодильниках. Сжатый до высокого давления воздух поступает в первую камеру сгорания, где нагревается до максимальной температуры.

После расширения в турбине газ поступает во вторую камеру сгорания, где вследствие сжигания топлива при постоянном давлении он опять нагревается до предельной температуры. Затем продукты сгорания расширяются во второй турбине (или во второй ступени турбины) и выбрасываются в атмосферу. Если в ГТУ осуществляется цикл с регенерацией теплоты, то нагревание сжатого воздуха может быть произведено за счет охлаждения выхлопных газов.

Величина степени регенераций зависит от конструкции теплообменников или от величины поверхностей нагрева для теплообмена.

Кроме того, экономичность ГТУ можно повысить, осуществив изотермный, подвод и отвод теплоты. Однако на практике из-за конструктивных

трудностей невозможно в полной мере осуществить изотермные процессы сжатия и подвода теплоты. Для приближения действительного процесса сжатия к изотермному в компрессорах применяют многоступенчатое сжатие с промежуточным охлаждением. Точно так же в газовых турбинах для приближения действительного процесса подвода теплоты к изотермному применяют ступенчатое сгорание с расширением продуктов сгорания в отдельных ступенях турбины. Чем больше число ступеней расширения и сжатия, тем выше его термический к. п. д. Но применение большого числа камер сгорания и холодильников нецелесообразно, так как это в значительной степени усложняет конструкцию ГТУ и увеличивает потери от необратимости процессов.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие преимущества имеют газовые турбины по сравнению с двигателями внутреннего сгорания?
2. Назовите недостатки ДВС?
3. Дайте описание идеального цикла ГТУ с подводом теплоты при $p = const$, из каких термодинамических процессов он состоит?
4. Изобразите графически в $p-u$ и $T-S$ -диаграммах цикл ГТУ при $p = const$, назовите термодинамические процессы из которых он состоит?
5. Запишите выражения для определения подводимой и отводимой теплоты в цикле при сгорании топлива при $p = const$ и дайте выражение для термического к.п.д. цикла.
6. Опишите ГТУ с горением топлива при $u = const$ и дайте графическое изображение цикла в $p-u$ и $T-S$ -диаграммах.
7. Запишите выражение для термического к.п.д. цикла с подводом тепла при $u = const$.
8. Какие методы существуют для повышения к.п.д. ГТУ?
9. Проведите сравнение ГТУ с подводом теплоты при $p = const$ и $u = const$ при одинаковых степенях повышения давления и одинаковых максимальных температурах.

7 КОМПРЕССОРЫ

7.1 Работа одноступенчатого компрессора

Компрессором называется непрерывно действующая машина, предназначенная для сжатия и перемещения газов и паров.

Компрессоры получили в современной технике широкое распространение. Они используются в легкой и текстильной промышленности, на транспорте, в авиации и в ряде других отраслей. В зависимости от принципа, по которому осуществляется сжатие газа, компрессоры подразделяются на поршневые и центробежные (турбокомпрессоры). Несмотря на конструктив-

ные различия этих компрессоров, с термодинамической точки зрения процессы, происходящие в них, одинаковы и описываются одними и теми же уравнениями.

Рассмотрим (с помощью диаграмм $P-u$ и $T-S$) работу одноступенчатого поршневого компрессора (рис 7.1). Такой компрессор состоит из цилиндра с поршнем и систем двух клапанов – всасывающего и нагнетательного, которые автоматически открываются под действием изменения давления в цилиндре.

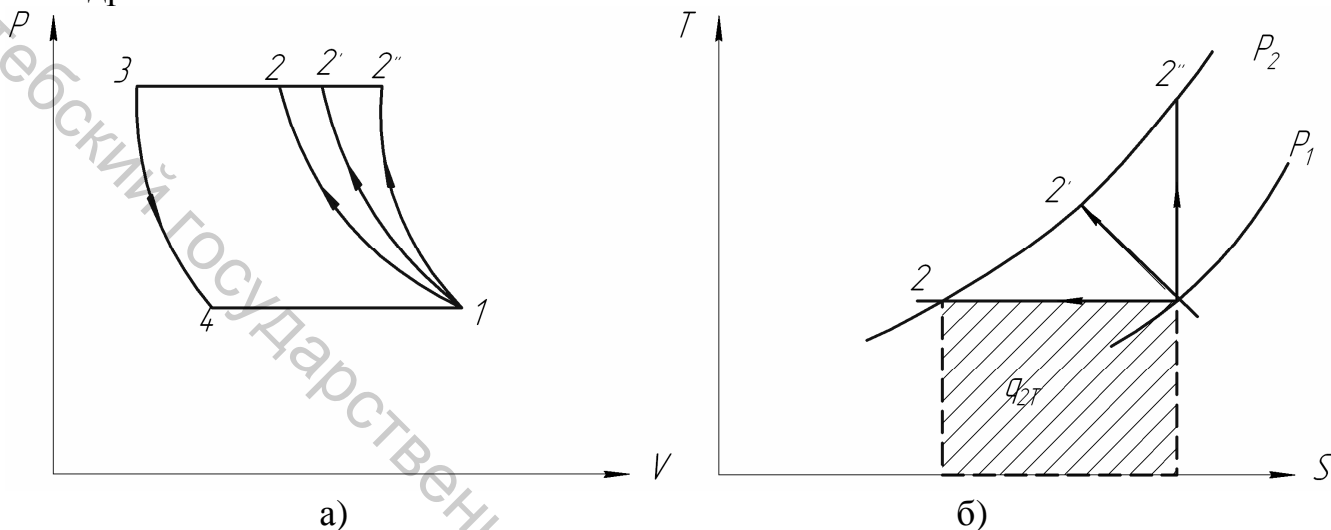


рис 7.1

Процесс сжатия газа в компрессоре совершается за один оборот вала или два хода поршня. При ходе поршня слева направо открывается всасывающий клапан и в цилиндр поступает рабочее тело – газ. При обратном движении поршня всасывающий клапан закрывается, происходит сжатие газа до заданного давления, после чего открывается нагнетательный клапан и газ направляется к потребителю или в сборный резервуар (ресивер).

Введем следующие допущения, характеризующие работу теоретического одноступенчатого компрессора: геометрический объем цилиндра компрессора равен рабочему объему (отсутствует так называемое «вредное» пространство); отсутствует трение поршня о стенки цилиндра; всасывание газа и его нагнетание осуществляются при постоянном давлении.

Процесс сжатия газа в компрессоре, в зависимости от теплообмена между рабочим телом и стенкам цилиндра, может протекать по изотерме 1-2, по политропе 1-2' или по адиабате 1-2''. Работа, затрачиваемая на привод компрессора, численно равна величине $l_{расч.}$ в соответствующем процессе сжатия.

Процессы всасывания 4-1, нагнетания 2-3 не являются термодинамическими, т.к. здесь не изменяются параметры рабочего тела. Как следует из диаграммы $P-u$ (рис 7.1,а), наименьшая работа имеет место при изотермическом сжатии. При этом вся затраченная работа полностью превращается в тепло, которое отводится через стенки цилиндра.

В соответствии с выражением для располагаемой работы газа в изотермическом процессе, работа, затрачиваемая на сжатие газа, может быть определена из выражения:

$$l = RT \ln \frac{P_2}{P_1}. \quad (7.1)$$

Осуществить в реальных условиях изотермическое сжатие практически невозможно, т.к. невозможно создать идеальное охлаждение цилиндра компрессора.

В процессе адиабатного сжатия 1–2'' теоретическая работа сжатия является наибольшей. При этом вся затраченная работа полностью расходуется на изменение внутренней энергии газа.

В соответствии с выражением для располагаемой работы газа в адиабатном процессе имеем:

$$l = \frac{\kappa}{\kappa - 1} (P_1 u_1 - P_2 u_2). \quad (7.2)$$

В реальных условиях все компрессорные машины работают с охлаждением, необходимым для обеспечения надлежащих условий эксплуатации. Поэтому процесс сжатия в них осуществляется по политропе ($n = 1,18 \dots 1,2$), когда от сжимаемого газа какое-то количество тепла отводится в окружающую среду. Это достигается путем охлаждения наружной поверхности цилиндра водой или воздухом, что позволяет сжимать газ до более высоких давлений.

В соответствии с выражением для располагаемой работы газа в политропном процессе:

$$l = \frac{n}{n - 1} (P_1 u_1 - P_2 u_2). \quad (7.3)$$

В реальных поршневых компрессорах между крышкой цилиндра и поршнем в его крайнем положении при выталкивании сжатого газа остается некоторый объем, который называется вредным пространством $v_{вр.}$. Величина вредного пространства составляет примерно (4...10)% от рабочего объема цилиндра. Процесс 3–4 расширение газа во вредном пространстве.

После окончания нагнетания некоторое количество газа остается во вредном пространстве, причем при обратном ходе поршня оставшийся во вредном пространстве газ расширяется, и всасывание новой порции газа начинается только тогда, когда давление в цилиндре упадет до давления всасывания (процесс 4–1).

Вредное пространство уменьшает количество всасываемого газа и тем самым – производительность компрессора. С увеличением давления сжатия это влияние еще больше возрастает.

Эффективная мощность, затрачиваемая на привод компрессора, определяется по формуле:

$$N_э = \frac{l_o^n \cdot M}{h_n \cdot h_{мех.} \cdot h_{нап.}}, \quad (7.4)$$

где: M – производительность компрессора, кг/с; l_o^n – теоретическая работа, затраченная на привод компрессора при политропном сжатии, Дж/кг; h_n – к.п.д. компрессора при политропном сжатии газа; $h_{мех.}$ – механический к.п.д., учитывающий потери на трение; $h_{нап.}$ – к.п.д. наполнения, учитывающий уменьшение производительности компрессора из-за вредного пространства.

Применение поршневых одноступенчатых компрессоров ограничивается величиной максимального давления сжатия газа, которое может быть в нем достигнуто. Сам принцип одной ступени ставит предел увеличения давления сжатия из-за наличия вредного пространства, а также по условиям прочности.

Поэтому для получения газа высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры, в которых сжатие осуществляется в нескольких последовательно соединенных цилиндрах с промежуточным охлаждением газа после каждого сжатия.

7.2 Многоступенчатый компрессор

Для получения газа высокого давления применяют многоступенчатые компрессоры, в которых сжатие газа осуществляется политропно в нескольких последовательно соединенных цилиндрах с промежуточным его охлаждением после каждого сжатия.

Применение сжатия газа в нескольких цилиндрах понижает отношение давлений в каждом из них и повышает объемный к.п.д. компрессора. Кроме того, промежуточное охлаждение газа после каждой ступени улучшает условия смазки поршня в цилиндре и уменьшает расход энергии на привод компрессора.

На рис 7.2 приведена идеальная диаграмма трехступенчатого компрессора, где 0-1 – линия всасывания в первую ступень; 1-2 – политропный процесс сжатия в первой ступени; 2-а – линия нагнетания из первой ступени в первый охладитель; а-3 – линия всасывания во вторую ступень; 3-4 – политропный процесс сжатия во второй ступени; 4-б – линия нагнетания из второй ступени во второй охладитель; б-5 – в третью ступень; 5-6 – политропный процесс сжатия в третьей ступени; 6-с – линия нагнетания из третьей ступени в резервуар или на производство.

Отрезки линий 2-3 и 4-5 изображают уменьшение объема газа в процессе при постоянном давлении от охлаждения в первом и втором охладителе.

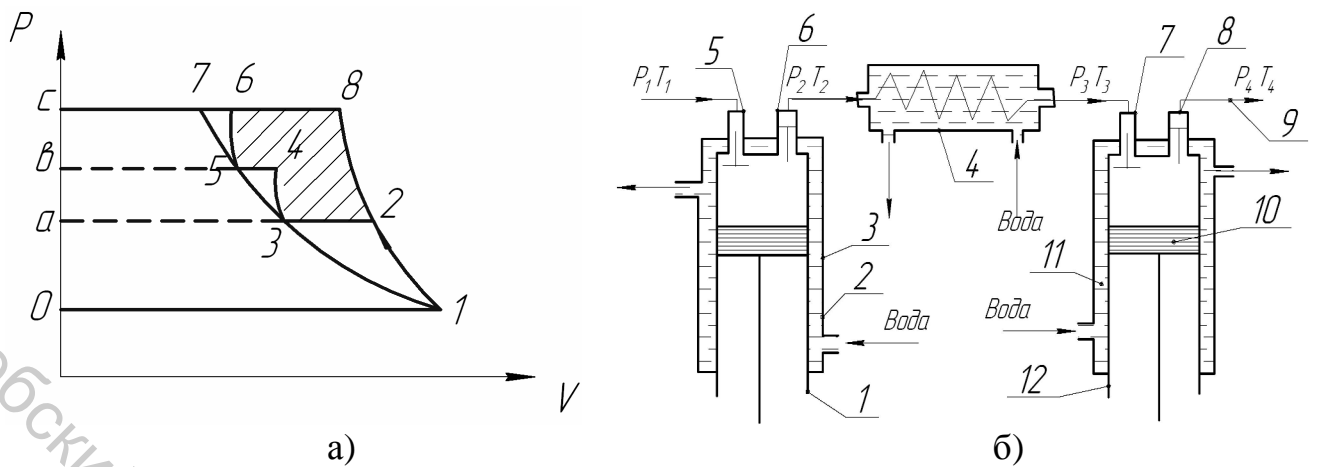


рис 7.2

Охлаждение рабочего тела во всех охладителях производится до одной и той же температуры, равной начальной T_1 , поэтому температура газа в точках 1, 3 и 5 будут одинаковыми и лежать на изотерме 1–7. Поэтому условия работы многоступенчатого компрессора принимаются $T_1 = T_3 = T_5$, $T_2 = T_4 = T_6$, $p_2 = p_3$; $p_4 = p_5$.

Отношение давлений во всех случаях обычно берется одинаковым:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_4}{P_3} = \frac{P_6}{P_5} = x. \quad (7.5)$$

Это соотношение давлений обеспечивает минимальную для принятых условий работу на привод многоступенчатого компрессора.

При одинаковых отношениях давлений во всех ступенях, равенстве начальных температур и равенстве показателей политропы будут равны между собой и конечные температуры газа в отдельных ступенях компрессора:

$$T_2 = T_4 = T_6$$

Из уравнения (7.5) следует, что:

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

откуда степень увеличения давления каждой ступени равна:

$$x = \sqrt[3]{\frac{P_6}{P_1}},$$

или при z ступеней получаем:

$$x = \sqrt[z]{\frac{P_z}{P_1}}. \quad (7.6)$$

Степень увеличения давления в каждой ступени равно корню z -ой ступени из отношения конечного давления P_z к начальному P_1 .

Вся работа на привод трехступенчатого компрессора при политропном сжатии газа осуществляется при политропном сжатии газа в каждой ступени.

При переходе от одноступенчатого сжатия к трехступенчатому с промежуточным охлаждением получается экономия работы, изображаемая заштрихованной площадью. Ступенчатое сжатие с промежуточным охлаждением приближает рабочий процесс компрессора к наиболее экономичному изотермическому процессу.

При равенстве температур газа на входе в каждую ступень и равенстве отношения давлений во всех цилиндрах получаем равенство затраченных работ во всех ступенях компрессора:

$$l_1 = \frac{n}{n-1} P_1 u_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right];$$

работа во второй ступени:

$$l_2 = \frac{n}{n-1} P_3 u_3 \left[\left(\frac{P_4}{P_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} RT_3 \left[\left(\frac{P_4}{P_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right],$$

работа в третьей ступени:

$$l_3 = \frac{n}{n-1} P_5 u_5 \left[\left(\frac{P_6}{P_5} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{n}{n-1} RT_5 \left[\left(\frac{P_6}{P_5} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right],$$

Откуда при принятых условиях работы компрессора:

$$l_1 = l_2 = l_3$$

Полная работа в джоулях на 1 кг, расходуемая на сжатие газа в трех ступенях компрессора, равна:

$$l_k = 3l_1 \quad (7.7)$$

или на m кг/с газа:

$$L_k = 3ml_1 \quad (7.8)$$

Работа на привод многоступенчатого компрессора равна работе одной ступени, помноженной на число ступеней.

При одинаковых условиях сжатия газа количества теплоты, отводимые от газа в отдельных ступенях, равны между собой:

$$q = c_u \left[\frac{(n-k)}{(n-1)} \right] \cdot (t_1 - t_2). \quad (7.9)$$

Теплоту, отводимую от газа в любом охладителе при изобарном процессе охлаждения, находим по формуле:

$$q_p = c_{pm} (t_2 - t_1) \quad (7.10)$$

В $T-S$ – диаграмме процессы адиабатного сжатия в трехступенчатом компрессоре изображены на рис 7.3,а прямыми 1-2, 3-4 и 5-6, а процессы охлаждения – изобарами 2-3, 4-5 и 6-7. Процессы политропного сжатия изо-

бражены на рис 7.3,б кривыми 1-2, 3-4 и 5-6, а процессы охлаждения в охладителях – изобарами 2-3, 3-4 и 6-7. При одинаковых температурах газа у входа в цилиндры компрессора $T_1 = T_3 = T_5$ и одинаковых температурах газа при выходе из цилиндров $T_2 = T_4 = T_6$ заштрихованные площади равными между собой. Это показывает, что во всех цилиндрах от газа при сжатии отводится одно и то же количество теплоты.

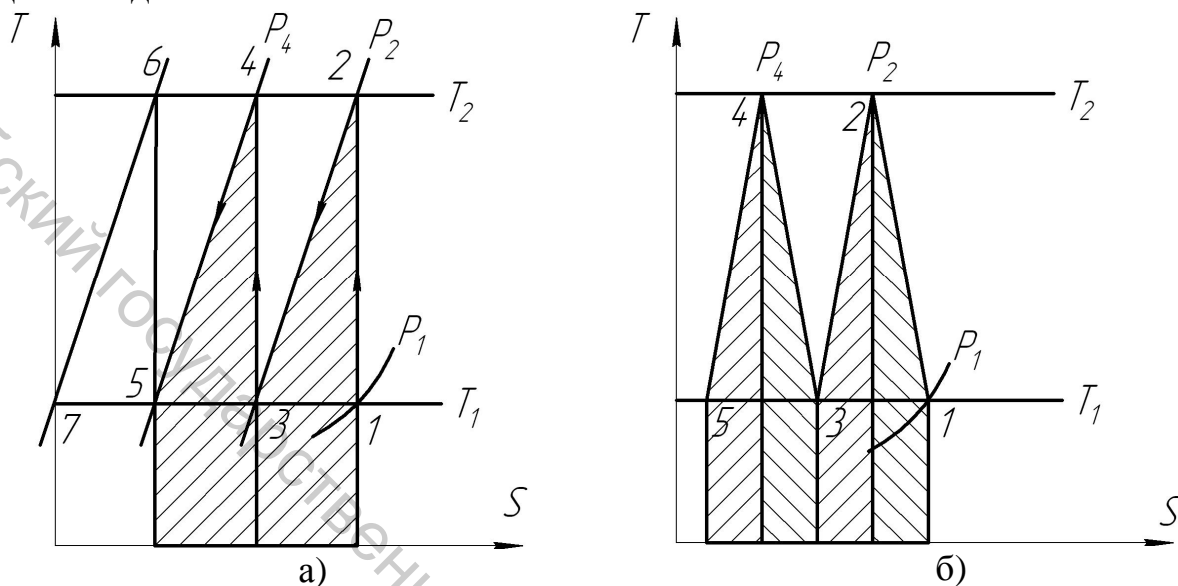


рис 7.3

Заштрихованные площади также равны между собой, а из этого следует, что в охладителях при изобарном процессе охлаждения отводится также одно и то же количество теплоты.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие машины называются компрессорами?
2. Дайте описание работы одноступенчатого компрессора и изображение процессов сжатия в $P - u$ и $T - S$ -диаграммах?
3. Какие процессы сжатия газов возможны в компрессоре, и какой процесс сжатия является наиболее выгодным?
4. Запишите уравнения для вычисления работы на привод компрессора при изотермическом, адиабатном и политропном сжатии газа.
5. Что такое вредное пространство?
6. Почему нельзя получить газ высокого давления в одноступенчатом компрессоре?
7. Дайте описание работы многоступенчатого компрессора и изобразите процесс многоступенчатого сжатия в $P - u$ -диаграмме.
8. Приведите основные условия работы многоступенчатого компрессора?
9. Запишите уравнение, определяющее работу на привод многоступенчатого компрессора.

10. Дайте графическое изображение процессов для отводимой теплоты от газа в $T - S$ -диаграмме при адиабатном и политропном сжатии в компрессоре.

8 ВОДЯНОЙ ПАР

8.1 Основные понятия и определения

Водяной пар является наиболее распространенным теплоносителем и широко применяется в энергетике и для технологических целей, в том числе и на предприятиях текстильной и легкой промышленности.

Процесс превращения жидкости в пар называется *парообразованием*, а обратный процесс перехода пара в жидкость – *конденсацией*.

Парообразование может происходить с помощью процессов испарения и кипения. *Испарением* называется процесс парообразования, проходящий только с поверхности жидкости. Он протекает при любой температуре. Кипением называется процесс парообразования из всего объема жидкости при определенной температуре и давлении. Этот процесс протекает при подводе тепла.

В процессах парообразования и конденсации давление и температура постоянны. В зависимости от физического состояния, образующийся пар может быть влажным и сухим. Влажный насыщенный пар есть смесь сухого пара с мельчайшими капельками воды, которые находятся во взвешенном состоянии.

Сухим паром называется такой пар, который не содержит в себе капелек воды.

Перегретым паром называется такой пар, температура которого выше температуры сухого насыщенного пара при том же давлении. По своим физическим свойствам перегретый пар приближается к идеальному газу и тем ближе, чем выше степень перегрева. Основными параметрами состояния перегретого пара являются его абсолютное давление, абсолютная температура и удельный объем.

Для насыщенного водяного пара существует однозначная взаимосвязь между давлением и температурой насыщения, иными словами – давление и температура представляют, в сущности, только один параметр состояния. Считая здесь вторым основным параметром величину удельного объема, в качестве третьего параметра состояния насыщенного водяного пара вводят понятие степени его сухости x .

Степенью сухости насыщенного пара называется массовое содержание сухого пара во влажном. Эта величина выражается в долях или процентах. Степень сухости является параметром состояния.

Для кипящей жидкости $x = 0$, для сухого насыщенного пара $x = 1$. Следовательно, величина степени сухости изменяется в пределах: $0 \leq x \leq 1$.

8.2 Получение водяного пара. Диаграммы состояния водяного пара

На практике водяной пар получают в специальных установках – парогенераторах за счет тепла, которое выделяется при сжигании топлива.

Образующийся пар непрерывно отводится к потребителю. Весь процесс превращения воды в перегретый пар происходит при постоянном давлении.

Рассмотрим процесс получения водяного пара в $P-u$ – диаграмме (рис 8.1)

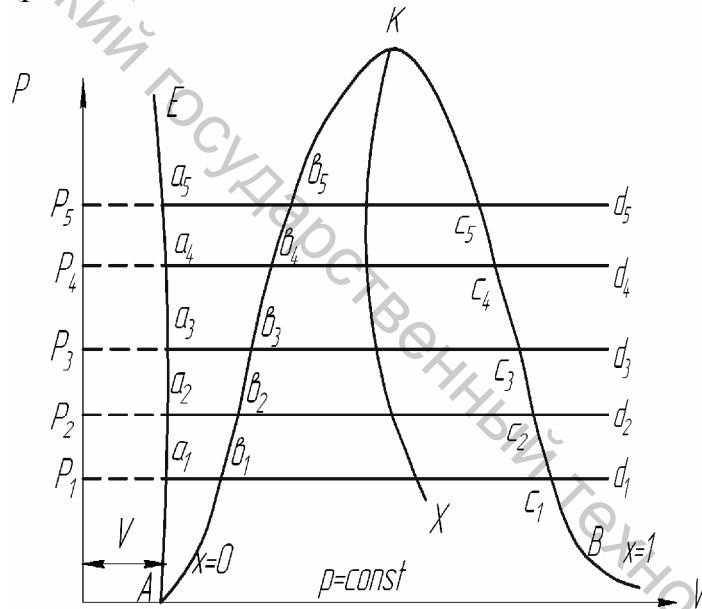


рис 8.1

Начальное состояние воды массой 1 кг характеризуется температурой 0°C и удельным объемом u_0 (точка a). Сохраняя давление постоянным, будем подогреть воду до температуры кипения $T_{\text{кип}}$. В конце процесса подогрева (точка b) удельный объем кипящей воды составит величину u_c ($u_c > u_0$).

При дальнейшем подводе теплоты начнется процесс парообразования, температура образующегося влажного пара (двухфазной системы) остается постоянной и равной температуре кипения.

Это продолжается до тех пор, пока вся вода не превратится в пар с удельным объемом u^2 (точка c). В точке c пар будет сухим насыщенным с температурой, равной температуре насыщения T_n при заданном давлении. Процесс парообразования $b-c$ является изобарно-изотермическим и, следовательно, в области влажного пара изобара и изотерма совпадают.

Дальнейший нагрев сухого насыщенного пара (процесс $c-d$) приводит к увеличению его удельного объема до величины u – пар становится перегретым (точка d).

Если процесс получения водяного пара повторять при других постоянных давлениях, то: точки, характеризующие состояние воды при 0°C , будут располагаться на изохоре $A-E$ (вследствие несжимаемости воды). Точки, характеризующие состояние воды при температуре кипения, будут располагаться на линии $A-K$ (с увеличением давления увеличивается удельный объем воды при температуре кипения); точки, характеризующие состояние сухого насыщенного пара, будут располагаться на линии $B-K$ (удельный объем сухо-

го насыщенного пара с ростом давления уменьшается). С увеличением давления отрезки $a-b$ увеличиваются, а отрезки $b-c$ уменьшаются и точки b и c сходятся в критической точке K !

Таким образом:

$A-K$ – линия состояния воды при температуре кипения – нижняя пограничная кривая (здесь $x = 0$);

$B-K$ – линия состояния сухого насыщенного пара – верхняя пограничная кривая (здесь $x = 1$)

Точка K называется критической точкой. Эта точка принадлежит одновременно верхней и нижней пограничным кривым и здесь нет различия между водой и паром. Выше критической точки существование вещества в двухфазном состоянии невозможно, и никаким изменением давления нельзя перевести пар в воду при температуре, выше критической. Параметры воды в этой точке называются критическими и соответственно равны:

$$t_{кр} = 374,15^{\circ}C; \quad v_{кр} = 0,0033 м^3 / кг; \quad P_{кр} = 22,1 МПа; \\ i_{кр} = 2156,2 кДж / кг; \quad S_{кр} = 4,43 кДж / кг \cdot град.$$

Линии – $A-E$, $A-K$ и $B-K$ делят поле $P-u$ – диаграммы на три части: слева от нижней пограничной кривой до линии $A-E$ – область воды от $0^{\circ}C$ до температуры кипения $T_{кин}$; между нижней и верхней пограничными кривыми – область влажного насыщенного пара; справа от верхней пограничной кривой и вверх от критической точки K – область перегретого пара.

В области влажного насыщенного пара на изобаре $p = const$ выделим точку X , где пар имеет величину степени сухости x . Объем пара для этого состояния равен:

$$v_x = xv'' + (1-x)v' \quad (8.1)$$

где: xv' – содержание сухого пара во влажном паре;

$(1-x)v'$ – содержание кипящей воды во влажном паре.

Из (8.1) следует, что:

$$x = \frac{v_x - v'}{v'' - v'} \quad (8.2)$$

Как следует из (8.2), степень сухости влажного пара зависит только от параметров состояния v_x , v' и v'' и, следовательно, величина степени сухости является параметром состояния.

Геометрический смысл формулы (8.2) заключается в том, что любая точка в области влажного пара на диаграмме $P-u$ делит отрезок между верхней и нижней пограничными кривыми на части, пропорциональные степени сухости и степени влажности. Это свойство диаграммы используется при построении линий постоянных сухостей $x = const$.

На отдельных этапах превращения воды в пар к рабочему телу подводится определенное количество тепла. Рассмотрим геометрическую интер-

претацию этого тепла, для чего представим соответствующие процессы в тепловой $T-S$ – диаграмме (рис 8.2)

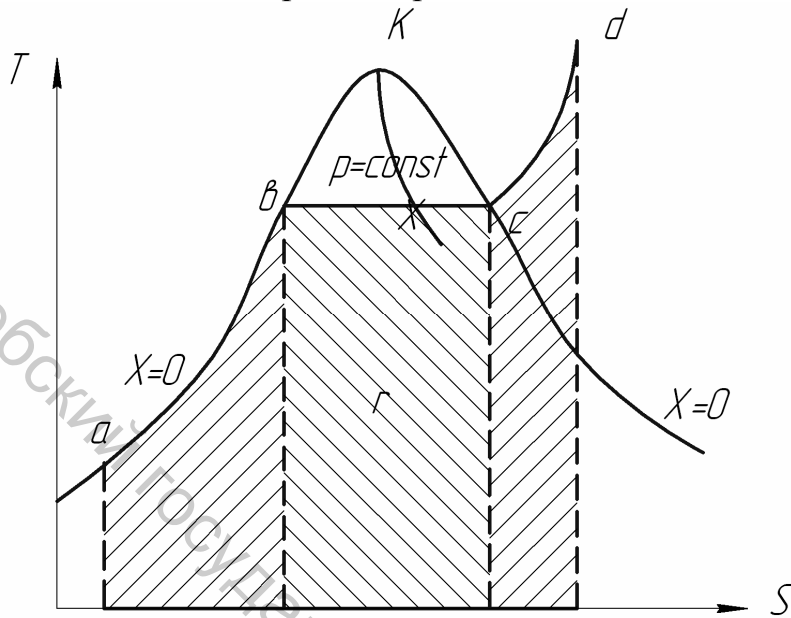


рис 8.2

Начальное состояние рабочего тела, – вода при температуре 0°C (273 K) Принимается значение энтропии воды для этого состояния $S_o = 0$ Следовательно, состояние воды при 0°C на диаграмме $T-S$ будет представлено точкой a . Нанесем на диаграмму нижнюю и верхнюю пограничные кривые. Учитывая, что $v' - v_o \ll v'' - v'$ (рис 8.1), полагаем, что $v' - v_o \approx 0$ и $v' \approx v_o$.

Таким образом исходя из реальных соотношений объёмов воды и пара, получаем, что линии воды при 0°C и при температуре кипения практически совпадают. Это, в свою очередь, означает, что в $T-S$ – диаграмме нижняя пограничная кривая совпадает с изобарой подогрева воды (линия $a-b$). Линия $K-B$ будет представлять верхнюю пограничную кривую.

Изобары подогрева воды от 0°C (273 K) до температуры кипения $T_{\text{кип}}$ будут практически совпадать с нижней пограничной кривой. Следовательно, отрезок $a-b$, лежащий на нижней пограничной кривой, представляет процесс подогрева воды.

Площадь под линией $a-b$, ограниченная крайними ординатами и осью абсцисс, в масштабе диаграммы соответствует теплу $q_{\text{под}}$, затраченному на подогрев воды, и численно равна энтальпии кипящей воды i' (т.к. этот процесс является изобарным).

Процесс парообразования является изобарно-изотермическим (линия $b-c$). В точке c состояние рабочего тела – сухой насыщенный пар при температуре насыщения $T_n = T_{\text{кип}}$.

Площадь под линией $b-c$, ограниченная крайними ординатами и осью абсцисс, в масштабе диаграммы соответствует теплу парообразования r , затраченном на превращение кипящей водой в сухой насыщенный пар. Площадь, под линией ($b-c$), соответствует в масштабе диаграммы энтальпии i'' сухого насыщенного пара.

Как указывалось выше, перегретый пар по своим свойствам приближается к идеальному газу. Поэтому в $T-S$ – диаграмме процесс перегрева (линия $c-d$) является изобарой, близкой к логарифмической кривой. Площадь, под линией $c-d$ в масштабе диаграммы численно равна теплу перегрева $q_{n.n.}$.

Площадь, под линией процесса $a-b-c-d$, соответствует, в масштабе диаграммы, теплу q , затраченному на получение перегретого пара из воды при 0°C :

$$q = q_{\text{под.}} + r + q_{n.n.} \quad (8.3)$$

Эта величина численно равна энтальпии перегретого пара i .

Линии постоянной степени сухости пара $x = \text{const}$, как и в $P-u$ – диаграмме, пересекаются в критической точке K .

$T-S$ – диаграмма достаточно удобна для наглядного представления о протекающих процессах получения водяного пара и о тех количествах теплоты, которые участвуют на отдельных этапах превращения воды в пар. Однако расчет тепла с помощью $T-S$ – диаграммы является достаточно сложным и неудобным, т.к. приходится вычислять площади криволинейных фигур.

Более удобной для практических расчетов является тепловая диаграмма, построенная в системе координат $i-S$. Поскольку все процессы получения водяного пара являются изобарными, то для них величина подводимого тепла равна разности энтальпий в конце и начале процесса ($q = \Delta i$). Следовательно, в $i-S$ – диаграмме количества теплоты численно будут равны длине соответствующих отрезков по оси ординат.

При построении $i-S$ – диаграммы по оси ординат откладывается энтальпия пара, а по оси абсцисс – энтропия (8.3). Т.к. начало отсчета энтальпии и энтропии принимается от 0°C (273 K), то состояние воды при 0°C соответствует началу координат (точка A).

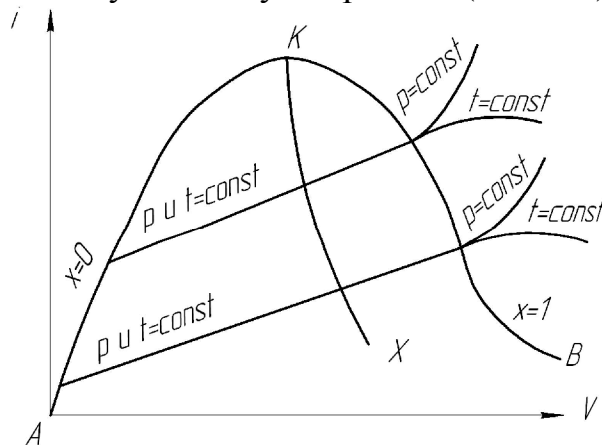


рис 8.3

Пограничные линии:

$A-K$ – нижняя пограничная кривая (соответствует состоянию воды при температуре кипения); $K-B$ – верхняя пограничная кривая (соответствует состоянию сухого насыщенного пара). $a-b$, $b-c$ и $c-d$ – процессы подогрева воды, парообразования и перегрева пара.

Изобары в области насыщенного пара одновременно являются и изотермами.

Состояние воды изображается точками на соответствующих изобарах, которые практически сливаются с нижней пограничной кривой. Линии изобар (изотерм) в области влажного пара являются прямыми наклонными линиями, расходящимися веером от нижней пограничной кривой.

В области перегретого пара изобары являются кривыми с выпуклостью, обращенной вниз.

В области влажного пара наносится сетка линий постоянной сухости пара ($x = const$), которые сходятся в критической точке K .

В области влажного пара изобары и изотермы совпадают. В области перегретого пара они расходятся: изобары круто поднимаются вверх, а изотермы представляют собой кривые, обращенные выпуклостью вверх. При низких давлениях изотермы достаточно близки к горизонтальным линиям, а при высоких – кривизна изотерм увеличивается.

На диаграмму $i-S$ наносят также сетку изохор ($v = const$), которые имеют вид кривых, поднимающихся вверх более круто, чем изобары.

8.3 Основные термодинамические процессы изменения состояния водяного пара

1. Изохорный процесс водяного пара.

В изохорном процессе при подводе тепла к влажному пару увеличивается его давление и температура. В области влажного пара под пограничной кривой удельный объем влажного пара определяется по формуле:

$$v_x = v'' \cdot x + (1 - x)v'; \quad (8.4)$$

энтальпия влажного пара по уравнению:

$$i_x = i' + r \cdot x; \quad (8.5)$$

энтропия влажного пара:

$$S_x = S' + \frac{r \cdot x}{T_n}, \quad (8.6)$$

где: v' – удельный объем кипящей воды, при температуре кипения, находится по таблицам насыщенного пара; v'' – удельный объем сухого пара, определяется также по таблицам насыщенного пара; i', i'' – энтальпии кипящей жидкости и сухого пара по таблицам; S', S'' – энтропия кипящей жидкости и сухого пара, определяется по таблицам.

Все зависимости (8.4), (8.5), (8.6) справедливы для всех термодинамических процессов. На рис 8.4 дано изображение процесса $v = const$ в $P-u$, $T-S$ и $i-S$ – диаграммах:

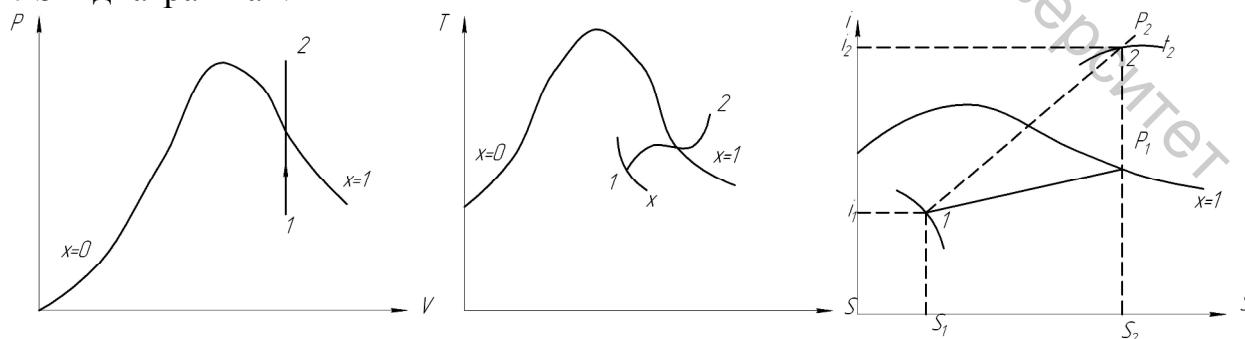


рис 8.4

В $T-S$ – диаграмме изохора сложная кривая – вначале в области влажного пара выпуклостью вверх, а в области перегретого пара – вниз.

Термодинамические расчеты проводятся по $i-S$ – диаграмме.

Пример: Точка 1 задана x_1 и p_1 . Тепло к пару подводится до состояния t_2 . Пересечение изохоры с изотермой t_2 (точка 2). Все тепло в процессе $v = const$ идет только на изменение внутренней энергии Δu , работа процесса $l = 0$. Изменение Δu определяется формулой:

$$q = \Delta u = (i_2 - i_1) - v(p_2 - p_1). \quad (8.7)$$

2. Изобарный процесс водяного пара.

На рис 8.5 представлена процесс $p = const$ в $P-u$, $T-S$ и $i-S$ – диаграммах:

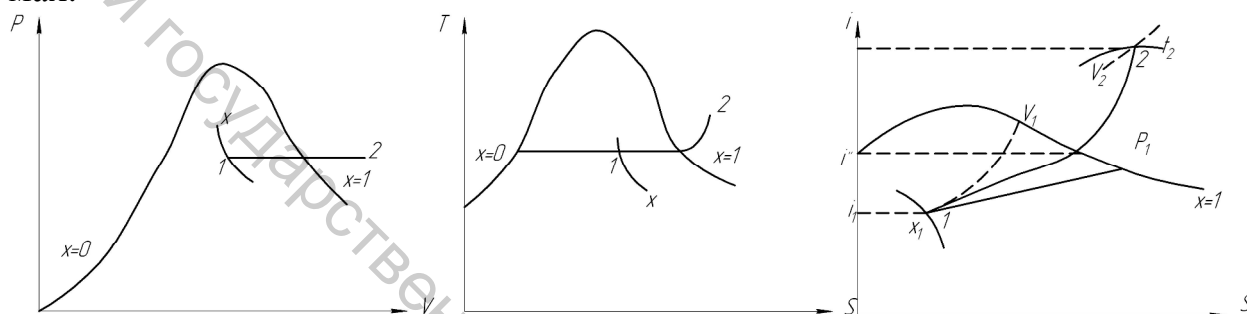


рис 8.5

Процессы подвода и отвода тепла, парообразования, конденсации в теплообменных аппаратах являются изобарными. Изобара в $P-u$ – диаграмме горизонталь, при подводе тепла влажный пар переходит в состояние перегретого. В $T-S$ – диаграмме изобара в области влажного пара сливается с изотермой, т.к. процессы парообразования изобарно-изотермические.

На $i-S$ – диаграмме изобара в области насыщенного пара прямая линия, в области перегретого пара кривая выпуклостью вниз.

Расчетной диаграммой является $i-S$ – диаграмма.

Пример: точка 1 задана x и p . Тепло к пару подводится в пароперегревателе и пар перегревается до t_2 (точка 2).

Изобара $p = const$ пересекает изотерму t_2 в точке 2. Находим параметры в точках процесса 1 и 2, и через данные точки находим изохоры u_1 и u_2 .

Подведенная теплота в процессе $p = const$:

$$q = i_1 - i_2 \quad (8.8)$$

Внешняя работа:

$$l = p(u_2 - u_1) = q - \Delta u \quad (8.9)$$

Изменения внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - p(u_2 - u_1) \quad (8.10)$$

3. Изотермический процесс водяного пара.

На рис 8.6 изображен процесс $T = const$ на $P-u$, $T-S$ и $i-S$ – диаграм-

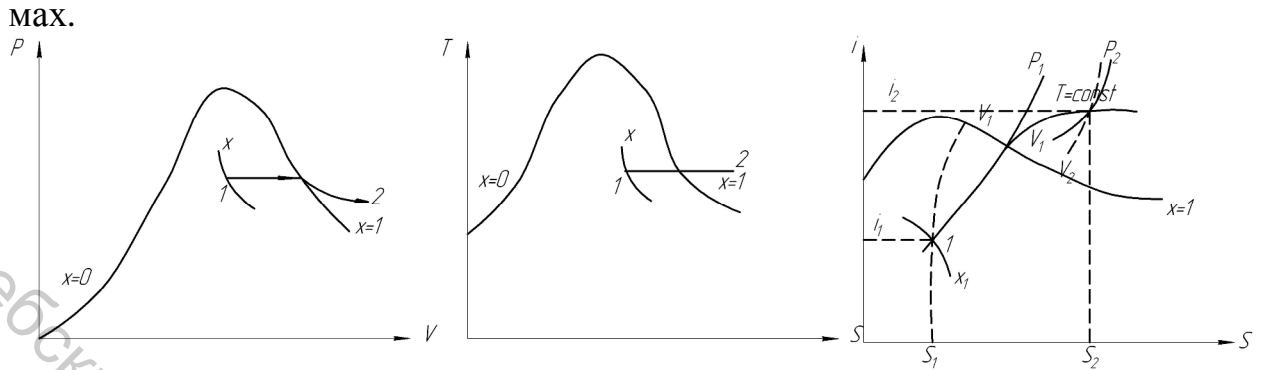


рис. 8.6

На $P-u$ – диаграмме в области влажного пара изотерма совпадает с изобарой (горизонталь). В области перегретого пара изотерма кривая с выпуклостью вниз. На $T-S$ – диаграмме изотерма горизонталь. При подводе тепла влажный пар переходит в состояние перегретого. Расчетной диаграммой является $i-S$ – диаграмма.

Пример: Влажный пар задан состоянием точки 1; x и p_1 . Пар изотермически расширяется до состояния точки 2 (задано p_2). Из точки 1 процесс проходит по изобаре p_1 до верхней пограничной кривой $x = 1$, затем по изотерме до пересечения с изобарой p_2 . Изотерма t_2 представляет собой температуру насыщенного пара t_n при давлении p_1 . Количество подведенного тепла в процессе:

$$q = T(S_2 - S_1), \quad (8.11)$$

внешняя работа из первого закона термодинамики:

$$l = q - \Delta u. \quad (8.12)$$

Внутренняя энергия водяного пара в отличие от внутренней энергии идеального газа изменяется, т.к. изменяется потенциальная энергия:

$$\Delta u = (i_2 - p_2 u_2) - (i_1 - p_1 u_1) \quad (8.13)$$

4. Адиабатный процесс водяного пара.

Адиабатный процесс совершается без подвода и отвода тепла и энтропия $S = const$ при обратимом процессе. При адиабатном расширении пара давление и температура пара уменьшается и перегретый пар переходит в состояние влажного пара.

На рис 8.7 дан адиабатный процесс расширения пара в $P-u$, $T-S$ и $i-S$ – диаграммах.

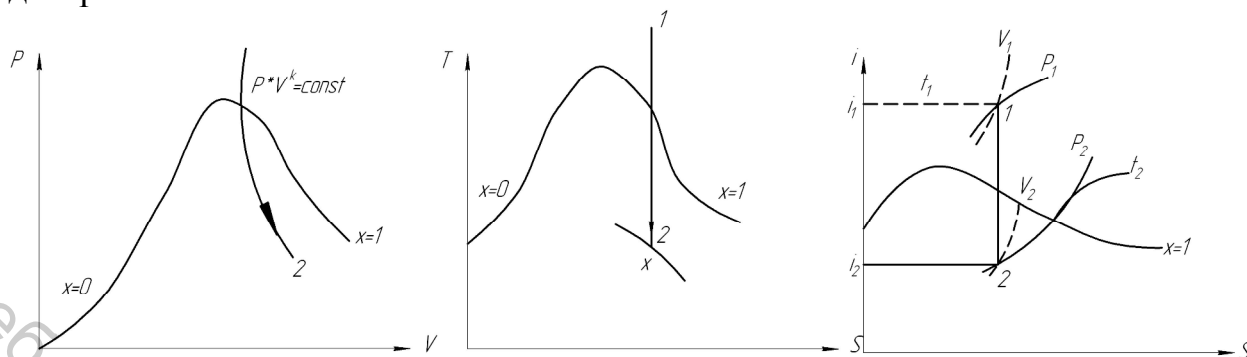


рис 8.7

В $P-u$ – диаграмме адиабата неравнобокая гипербола, в $T-S$ и $i-S$ – диаграммах вертикаль, так как $S = const$.

Расчетной является $i-S$ – диаграмма водяного пара.

Пример: Перегретый пар с параметрами p_1 и t_1 – расширяется в паровой турбине, производит механическую работу l и расширяется до конечного давления p_2 в конденсаторе.

Из точки 1 с параметрами p_1 и t_1 , проводим адиабату (вертикаль) до пересечения с изобарой p_2 . Работа в адиабатном процессе расширения:

$$l = u_1 - u_2 = (i_1 - p_1 u_1) - (i_2 - p_2 u_2) \quad (8.14)$$

Изменение внутренней энергии:

$$\Delta u = (i_2 - p_2 u_2) - (i_1 - p_1 u_1) \quad (8.15)$$

Тепло в адиабатном процессе $q = 0$ (без теплообмена с окружающей средой).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие процессы называются кипением, парообразованием, испарением, конденсацией?
2. Какой пар называется влажным насыщенным, сухим и перегретым?
3. Что такое степень сухости пара?
4. Изобразите графически в $P-u$ -диаграмме процесс получения пара и дайте пояснения каким образом строится пограничная кривая для водяного пара.
5. Какие точки располагаются на пограничной кривой жидкости и пара?
6. Что такое теплота парообразования и ее определения?
7. Запишите, как вычисляется энтропия, удельный объем и энтропия влажного пара при заданной степени сухости.
8. Как определяются и как обозначаются параметры пара по таблицам насыщенного пара?

9. Как изображаются основные термодинамические процессы с водяным паром в $i-S$ -диаграмме водяного пара?
10. Как определяются и рассчитываются основные процессы при $p = const$ и $t = const$ по $i-S$ -диаграмме?
11. Как изображается и рассчитывается адиабатный процесс с водяным паром в $i-S$ -диаграмме?
12. По каким уравнениям определяют изменение внутренней энергии, работу и теплоту в изохорном и изобарном процессе с водяным паром?
13. Как определяется изменение внутренней энергии, теплоты и работа в изотермическом и адиабатном процессе с водяным паром?
14. Как изображаются основные термодинамические процессы с водяным паром в $p-u$ и $T-S$ -диаграммах?
15. В чем особенность расчета изотермического процесса водяного пара по сравнению с расчетом идеального газа?

9 АНАЛИЗ ЦИКЛОВ ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

9.1 Цикл Карно для водяного пара

Как известно, цикл Карно является наиболее совершенным циклом, с помощью которого можно получить наибольший термический к.п.д. превращения тепловой энергии в полезную механическую работу. Для насыщенного водяного пара в $P-u$ -диаграмме этот цикл представлен на (рис 9.1). Проанализируем возможность практического осуществления каждого из процессов, составляющих цикл.

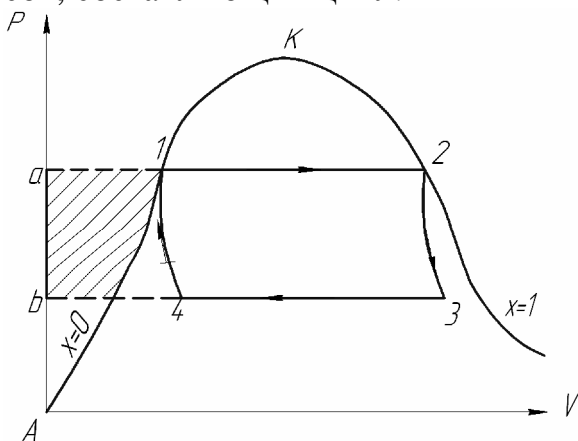


рис 9.1

Точка 1 характеризует начальное состояние рабочего тела – кипящей воды при давлении P_1 и температуре $T_{кип}$. В процессе 1-2 к рабочему телу подводится тепло парообразования численно равная r . В конце процесса подвода тепла (в точке 2) – сухой насыщенный пар с параметрами P_1 и $T_n = T_{кип}$ (процесс 1-2 изобарно-изотермический). Этот процесс реализуется в парогенераторе (паровой котел).

Сухой насыщенный пар состоянием точки 2 расширяется по адиабате 2-3 в цилиндре паровой машины до состояния точки 3, соответствующей давлению P_3 и степени сухости x_3 .

Влажный пар с параметрами точки 3 частично конденсируется при постоянном давлении и температуре до состояния точки 4. Этот процесс происходит в конденсаторе. При этом сухость пара уменьшается до величины x_4 . В

процессе 3-4 происходит неполная конденсация пара и в точке 4 влажный пар, который имеет большой удельный объем.

В адиабатном процессе 4-1 влажный насыщенный пар большого объема сжимается с помощью компрессора, пар полностью превращается в кипящую воду, цикл замыкается.

Таким образом, все четыре процесса, составляющие цикл Карно для водяного пара, могут быть реализованы на практике.

Однако этот цикл имеет существенные недостатки, которые делают нецелесообразным его применение в энергетике. Основным недостатком является в том, что при сжатии пара в процессе 4-1 расход энергии на привод компрессора является чрезмерно большим, существенно превышающим ту выгоду, которую дает высокий термический к.п.д. цикла. Кроме того, сам компрессор, сжимающий влажный пар большого удельного объема, является громоздким и неудобным в эксплуатации. Работа компрессора изображается пл. *a 1 4 б*. Вторым недостатком является в том, что водяной пар, как рабочее тело имеет низкую критическую температуру (374°C) и высокое давление (22/бар).

9.2 Цикл Ренкина

В качестве основного цикла, на базе которого работают современные тепловые и атомные электрические станции, принят идеальный цикл Ренкина, в котором осуществляется полная конденсация пара. Это позволяет, вместо громоздкого и малоэффективного компрессора, для подачи воды в парогенератор применять водяной насос, затраты мощности на привод которого существенно меньше, чем затраты на привод компрессора.

Разумеется, термический к.п.д. этого цикла меньше, чем в цикле Карно, однако технико-экономическая эффективность получения полезной работы цикла Ренкина – выше.

На рис 9.2. представлена схема цикла Ренкина, а на рис 9.3 – изображение протекающих процессов в *P-u* – диаграмме.

Точка 4 соответствует состоянию воды на входе в парогенератор. В парогенераторе происходит подогрев воды до температуры кипения (изобарный процесс 3-4) и превращение кипящей воды в сухой насыщенный пар (изобарно-изотермический процесс 4-5). В пароперегревателе пар перегревается при постоянном давлении (процесс 5-1).

Перегретый пар состоянием точки 1 поступает в паровую турбину, где в сопловых аппаратах проходит процесс истечения (адиабатного расширения), в результате которого скорость потока существенно возрастает. Кинетическая энергия этого потока используется для вращения ротора турбины, который, в свою очередь, вращает электрогенератор. Здесь происходит превращение тепловой энергии пара в механическую и, в конечном итоге, в электрическую энергию. Это соответствует процессу 1-2 на диаграмме (адиабатное расширение пара).

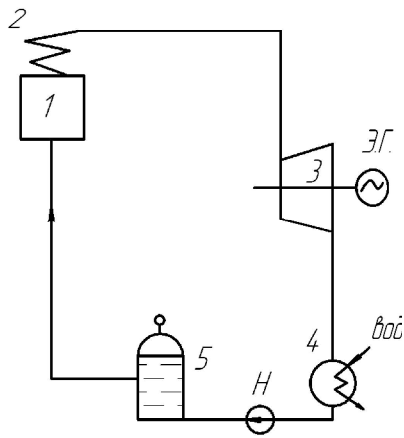
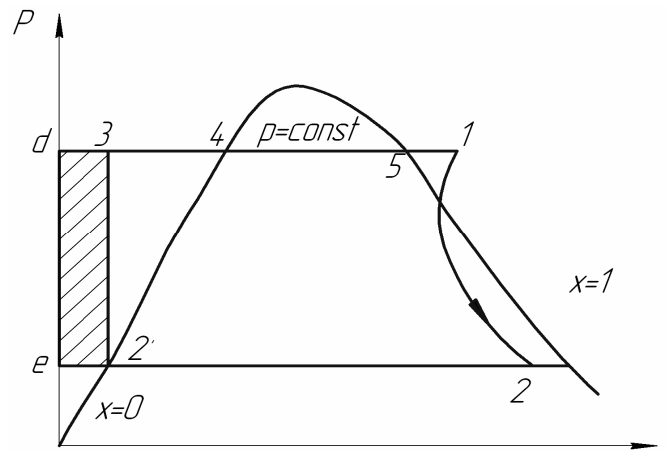


рис 9.2



9.3

Отработанный пар с состоянием точки 2 поступает в конденсатор и конденсируется, соприкасаясь с трубками, внутри которых движется охлаждающая вода. На диаграмме $P-v$ – представлен изобарно-изотермический процесс конденсации пара 2-2'. Конечное состояние рабочего тела в этом процессе – конденсат (вода), точка 2' лежит на нижней пограничной кривой.

С помощью насоса давление конденсата повышается, и он снова подается в парогенератор – цикл замыкается процессом 2'-3. Поскольку вода практически несжимаема, этот процесс является изохорным. Работа насоса изображена площадью $a 3 2' б$.

Протекание цикла Ренкина в $T-S$ и $i-S$ – диаграммах представлена на рис 9.4. В насосе температура, энтальпия и энтропия воды практически не изменяются, вследствие чего процесс повышения давления воды в насосе представлен на диаграммах точкой (точки 2' и 3 – совпадают).

Проанализируем, как реализуются в цикле Ренкина условия второго закона термодинамики превращения тепла в полезную работу. Тепловым источником здесь является тепло, которое выделяется при сгорании топлива. За счет этого тепла происходит подогрев воды, получение, пара и его перегрев (процессы 3-4, 4-5 и 5-1 – изобарные $p = const$).

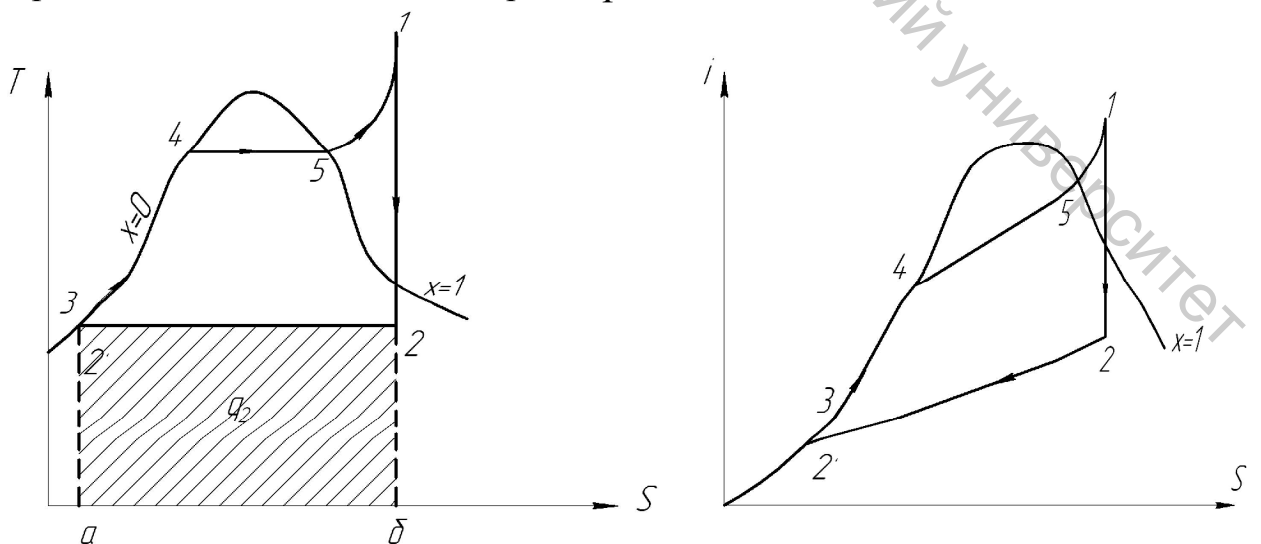


рис 9.4

Определим к.п.д. цикла Ренкина. Так как процессы подвода тепла изобарные, подведенное тепло q_1 равно:

$$q_1 = i_1 - i_3. \quad (9.1)$$

Тепловым стоком является окружающая среда, куда через конденсатор отводится тепло конденсации пара q_2 . Это тепло $T-S$ – диаграмме равно площади $23ab$, а в $i-S$ – диаграмме:

$$q_2 = i_2 - i_2'. \quad (9.2)$$

В полезную работу l_o , отнесенную к 1 кг пара, превращается тепло q численно равное разности подведенной к отведенной в цикле теплоты:

$$q = q_1 - q_2 = (i_1 - i_3) - (i_2 - i_2'). \quad (9.3)$$

Поскольку $i_3 = i_2'$, формула (9.3) примет вид:

$$q = q_1 - q_2 = i_1 - i_2 \quad (9.4)$$

Полезная работа совершается в тепловом двигателе – паровой турбине, причем рабочее тело (вода и пар) совершает замкнутый круговой процесс – цикл.

Термический к.п.д. цикла Ренкина:

$$h_i^p = \frac{q}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3}. \quad (9.5)$$

Энтальпия i_3 соответствует состоянию воды в точке 3, причем давление и температура здесь такие же, как в точке 2'. Поэтому для придания формуле (9.5) более удобного вида её можно записать:

$$h_i^p = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2'}. \quad (9.6)$$

Проведем анализ выражения с помощью $i-S$ – диаграммы (рис 9.4). Поскольку величина термического к.п.д. прямо пропорциональна разности энтальпий ($i_1 - i_2$), величина h_i^p будет зависеть от начальных и конечных параметров пара. При этом термический к.п.д. цикла возрастает с ростом давления и температуры пара перед турбиной и при снижении давления пара после турбины.

Как следует из $T-S$ – диаграммы (рис 9.4), величина термического к.п.д. цикла Ренкина всегда меньше термического к.п.д. цикла Карно для того же температурного интервала.

рис 9.6

Пар из отборов турбины поступает в специальные водоподогреватели (на схеме показано два таких подогревателя 6,7). Пар конденсируется там и нагревает воду, которая поступает в парогенератор. Конденсат этого пара поступает в бак питательной воды 5.

Часть тепла, которая вместе с паром отбирается из турбины, идет на нагрев воды, поступающей в парогенератор, иными словами – это тепло восстанавливается (регенерируется) из одного места цикла (турбины) в другое (парогенератор).

Строго говоря, регенеративный цикл нельзя изобразить на диаграмме, т.к. здесь мы имеем дело с переменным количеством рабочего тела (из-за отборов количество пара меняется по длине проточной части турбины).

Отличие от цикла Ренкина в следующем: процесс $1-a$ – адиабатное расширение пара до первого отбора. Часть пара направляется на подогреватель 7 (процесс $a-b$). Затем пар адиабатно расширяется в турбине (процесс $b-c$) до второго отбора (процесс $c-d$).

В процессе $c-d$ тепло конденсации пара передается питательной воде в подогревателе 6. В процессе $d-2$ пар расширяется до конечного давления.

Увеличение числа отборов приводит к повышению термического к.п.д. цикла, и при их бесконечном количестве мы получим линию процесса расширения пара в турбине, эквидистантную нижней пограничной кривой (рис 9.5). На практике количество подогревателей оптимально 4-6. Это дает возможность повысить термический к.п.д. примерно на 10...14%.

С учетом регенерации тепла и других мероприятий по повышению эффективности цикла, термический к.п.д. современных паротурбинных установок не превышает 40...42%.

9.4 Теплофиксационный цикл

Тепловые электростанции, работающие по циклу Ренкина, в том числе и с регенерацией тепла, предназначены, в основном, для выработки электроэнергии. При этом значительное количество тепловой энергии (около 60%) отводится в окружающую среду через конденсатор и бесполезно теряется.

С другой стороны, для производственных и бытовых нужд требуется значительное количество тепла в виде пара и горячей воды для проведения технологических процессов, отопления и горячего водоснабжения.

Для того чтобы иметь возможность использовать тепло пара после турбины, нужно увеличить его давление и температуру, а процесс конденсации пара проводить в теплообменниках. При этом термический к.п.д. цикла увеличивается за счет полезно используемого тепла. На рис 9.8 представлена схема теплофиксационного цикла (ТЭЦ), а на рис 9.9 – $T-S$ – диаграмма с процессами такого цикла.

Комбинированная выработка тепловой и электрической энергии в одной установке называется теплофикацией, а тепловые электростанции, осу-

существляющие такую выработку энергии, носят название теплоэлектростанций (ТЭЦ).

Рисунок 9.8 является принципиальной схемой ТЭЦ, где давление p_2 определяется производственными условиями. В этом случае полезное тепло в цикле $q_o^{эл}$ идет на выработку электрической энергии, а тепло q_2^T поступает к тепловому потребителю и также используется полезно.

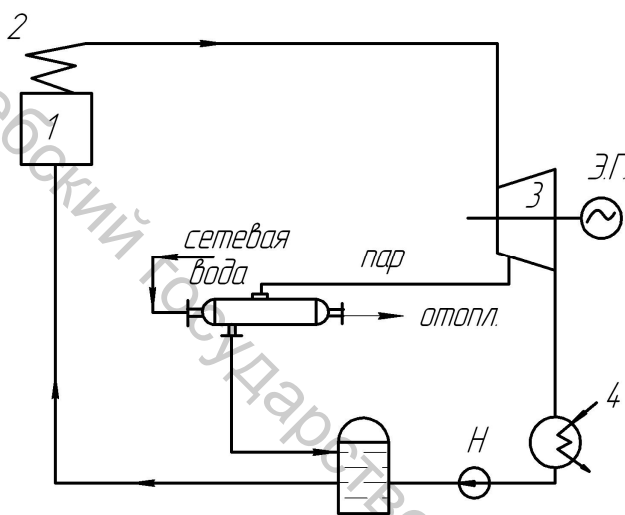


рис 9.8

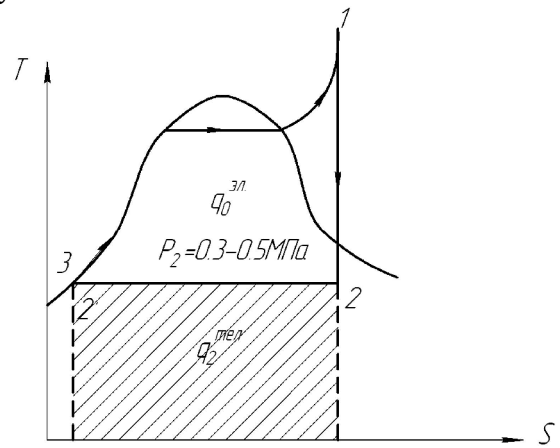


рис 9.9

Характеристиками работы теплофикационного цикла являются:

– термический к.л.д. $\eta_t = \frac{q_o^{эл}}{q_1}$ Эта величина всегда меньше 100%;

– коэффициент использования тепла в цикле $h_T = \frac{q_o^{эл} + q_2^T}{q_1}$

Если весь пар отбирать из турбины с давлением $p_2 \gg p_{ам}$, то коэффициент использования тепла в цикле равен 1.

В реальных условиях работы ТЭЦ коэффициент использования тепла топлива достигает 80% и выше. Теплофикация является эффективным средством экономии топливно-энергетических ресурсов.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Изобразите цикл Карно для насыщенного пара?
2. Чем отличается цикл Ренкина от цикла Карно для влажного пара, и назовите основные причины почему цикл Карно не применяется в ПСУ?
3. Изобразите схему ПСУ и термодинамический цикл Ренкина в $p-u$ и $T-S$ -диаграммах?
4. Запишите выражение для определения термического к.п.д. цикла Ренкина и как он находится по $i-S$ -диаграмме?
5. Опишите регенеративный цикл ПСУ и приведите схему ПСУ с регенерацией.
6. Тепловая схема ТЭЦ и чем выгодна совместная выработка электрической и тепловой энергии?

10 ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

10.1 Первый закон термодинамики для газового потока. Работа проталкивания.

Изучение процессов движения газов по каналам переменного сечения имеет большое практическое значение. Эти процессы осуществляются во многих машинах, в которых работа производится за счет внешней кинетической энергии: паровые и газовые турбины, реактивные двигатели и др. Общая теория газового потока устанавливает условия, которые влияют на эти процессы и позволяют решить задачу определения скорости движения газов, секундного расхода газа и выяснить профиль канала, в котором происходит истечение.

При исследовании газового потока принимается, что истечение происходит без теплообмена (адиабатное), является стационарным, т.е. параметры с течением времени не изменяются и к потоку газа применимо уравнение неразрывности, через каждое поперечное сечение канала протекает в единицу времени одно и то же массовое количество газа:

$$M = \frac{fw}{u} = \frac{f_1 w_1}{u_1} = \frac{f_2 w_2}{u_2} = const, \quad (10.1)$$

где: M – расход газа, (кг/с); f – площадь поперечного сечения канала, (m^2); w – скорость истечения газа, (м/с); u – удельный объем газа, (m^3/kg).

Запишем первый закон термодинамики для одного кг газа, когда работа совершается за счет изменения кинетической энергии:

$$dq = du + dl' + \frac{dw^2}{2}, \quad (10.2)$$

где: dl' – работа проталкивания против внешних сил (она не равна работе расширения); $\frac{dw^2}{2}$ – приращение кинетической энергии рабочего тела (располагаемая работа).

Изменение кинетической энергии при движении газов происходит в специальных каналах переменного сечения, называемых соплами и диффузорами. Если при истечении газа по каналу происходит его расширение с уменьшением давления и с увеличением скорости, то такой канал называется соплом. Если в канале при движении газа происходит сжатие с увеличением давления и уменьшением скорости, то такой канал называется диффузором.

Определим величину работы, проталкивания против внешних сил в уравнении (10.2). Возьмем канал переменного сечения (рис 10.1).

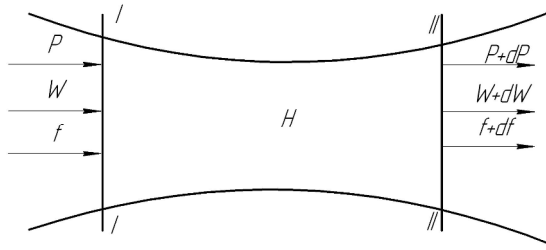


рис 10.1

В каждом поперечном сечении все параметры p, f, w, T и другие постоянны по сечению канала. Движение газа установившееся. Все параметры являются функциями только координат.

Выделим сечениями I-I и II-II массу газа M . В сечении I-I действует сила $p \cdot f$, а в сечении II-II – сила $(p + dp) \cdot (f + df)$, действующая противоположно силе в сечении I-I. Обе силы в сечении I-I и II-II совершают работу: алгебраическая сумма этих работ представляет работу по проталкиванию массы газа через сечения канала. Элементарная работа проталкивания газа на бесконечно малом пути между сечениями за 1 сек:

$$dl'_M = (p + dp) \cdot (f + df) \cdot (w + dw) - pfw. \quad (10.3)$$

Раскрывая скобки и отбрасывая бесконечно малые величины второго и высшего порядка получим:

$$dl'_M = pd(fw) + fwdp. \quad (10.4)$$

Из уравнения неразрывности следует:

$$M \cdot u = f \cdot W. \quad (10.5)$$

Подставляем (10.5) в уравнение (10.4):

$$dl'_M = M(pdu + u \cdot dp) \quad (10.6)$$

$$\text{или } dl'_M = Md(pu). \quad (10.7)$$

Работа единицы массы (кг/с) равна:

$$dl' = d(p \cdot u). \quad (10.8)$$

Уравнение первого закона термодинамики (10.2) для газового потока:

$$dq = du + d(p \cdot u) + \frac{dw^2}{2}, \quad (10.9)$$

$$dq = d(u + pu) + \frac{dw^2}{2}, \quad (10.10)$$

$$dq = di + \frac{dw^2}{2} \quad (10.11)$$

Величина $u + pu$ является энтальпией.

Интегрируя, получим:

$$q = i_2 - i_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (10.12)$$

Уравнение (10.11) является аналитическим выражением I закона термодинамики для газового потока. Тепло, подведенное к рабочему телу при истечении газа, расходуется на изменение энтальпии и внешней кинетической энергии. В случае отсутствия теплообмена между текущим газом и стенками канала (адиабатное течение) уравнение (10.11) примет вид:

$$di + \frac{dw^2}{2} = 0 \text{ или} \quad (10.13)$$

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = -(i_2 - i_1); \quad \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = (i_1 - i_2). \quad (10.14)$$

Изменение кинетической энергии происходит за счет уменьшения его энтальпии.

Начальная скорость истечения газа обычно очень мала, тогда скорость истечения газа:

$$w = \sqrt{2(i_1 - i_2)}. \quad (10.15)$$

Если энтальпия измеряется в кДж/кг, то уравнение (10.15) записывается:

$$w = 44,72\sqrt{(i_1 - i_2)}. \quad (10.16)$$

10.2 Располагаемая работа, скорость истечения и секундный расход идеального газа

Исходными уравнениями для построения теории газового потока являются уравнения первого закона термодинамики и уравнение неразрывности:

$$dq = di + \frac{dw^2}{2}; \quad dq = di - udp; \quad M \cdot u = f \cdot W. \quad (10.17)$$

Приращение кинетической энергии газа $\frac{dw^2}{2}$ при движении по каналам может быть использовано в машинах с получением работы, которую называют располагаемой работой.

Из сравнения уравнений (10.17) следует, что для обратимого адиабатного течения газа:

$$dl_{расч} = -udp \text{ или } wdw = -udp. \quad (10.18)$$

Это равенство показывает, что при движении рабочего тела по каналу знаки dw и dp всегда противоположны. Если $dp > 0$, то газ сжимается и скорость газа уменьшается $dw < 0$. Если $dp < 0$, то газ расширяется и скорость увеличивается $dw > 0$.

Располагаемую работу можно представить графически в $P-u$ – диаграмме (рис. 10.2).

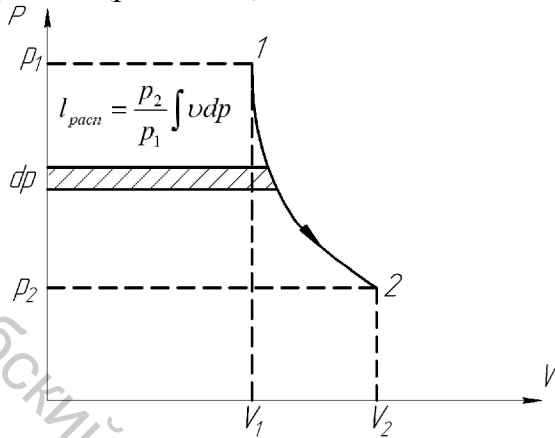


рис. 10.2

$$l_{расч} = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = - \int_{p_1}^{p_2} u dp$$

Располагаемая работа есть площадь (1-2- p_1 - p_2) ограниченная линией расширения 1-2, абсциссами крайних точек и осью ординат.

Если кривая расширения газа является политропой, то располагаемая работа равна:

$$l_{расч} = - \int_{p_1}^{p_2} u dp = \frac{n}{n-1} (p_1 u_1 - p_2 u_2); \quad (10.19)$$

если адиабатой:

$$l_{расч} = - \int_{p_1}^{p_2} u dp = \frac{\kappa}{\kappa-1} (p_1 u_1 - p_2 u_2), \quad (10.20)$$

где: $p_1 u_1$ – параметры газа на входе в канал; $p_2 u_2$ – на выходе из канала.

При адиабатном истечении газа $q = 0$:

$$dl_{расч} = \frac{dw^2}{2} = -di; \quad l_{расч} = (i_1 - i_2). \quad (10.21)$$

Экспериментальные и теоретические исследования показали, что в каналах даже при незначительной разности давлений газа получается больше скорости истечения газа. Так как длина каналов небольшая, то теплообменом между стенками канала и газом при секундном истечении можно пренебречь. Скорость истечения идеального газа при $w_1 \approx 0$ из уравнения (10.18):

$$w_2 = \sqrt{2l_{расч}}. \quad (10.22)$$

Скорость адиабатного истечения идеального газа:

$$w = \sqrt{2l_{расч}} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} (p_1 u_1 - p_2 u_2)} \quad \text{или} \quad (10.23)$$

$$w = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} p_1 u_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (10.24)$$

Секундный расход газа определим из уравнения неразрывности:

$$M = \frac{f \cdot w}{u_2}, \quad (10.25)$$

где: u_2 – удельный объем газа на выходе из канала.

При адиабатном истечении можно записать:

$$\frac{u_2}{u_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \text{ или } u_2 = u_1 \cdot \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{\kappa}}. \quad (10.26)$$

Подставляем (10.24) и (10.26) в уравнение (10.25):

$$M = f \frac{1}{u_1} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot p_1 u_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}, \quad (10.27)$$

окончательно имеем:

$$M = f \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{p_1}{u_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}. \quad (10.28)$$

Секундный расход газа зависит от начальных и конечных параметров газа на входе и выходе из канала, т.е. от глубины расширения газа, от давления газа p_2 на выходе из канала.

10.3 Критическая скорость, критическое отношение давлений и максимальный расход газа

При адиабатном истечении газа увеличение кинетической энергии $\frac{dw^2}{2}$ происходит за счет уменьшения энтальпии, а следовательно и внутренней энергии. Увеличение скорости происходит при уменьшении температуры газа.

При установлении основных характерных особенностей истечения идеального газа большое значение имеет скорость звука. Скорость звука как и скорость газа определяется степенью его сжимаемости. Скорость распространения упругих деформаций, т.е. скорость звука зависит от состояния и природы газа и определяется:

$$a = \sqrt{\kappa p u} = \sqrt{\kappa R T}. \quad (10.29)$$

Скорость звука является характеристикой сжимаемости газа. При возрастании температуры, а, следовательно, при уменьшении сжимаемости скорость звука увеличивается.

Таким образом, увеличение скорости истечения газа происходит при уменьшении давления и температуры, а следовательно с уменьшением местной скорости звука. При этом увеличение скорости газа w и уменьшение скорости звука происходит тем интенсивнее, чем меньше конечное давление

p_2 . При определенном значении p_2 , которое называется критическим $p_{кр}$, скорость истечения газа становится равной скорости звука и скорость истечения газа называется критической $w_{кр}$.

Таким образом, можно записать:

$$w_{кр} = a = \sqrt{\kappa RT_{кр}}. \quad (10.30)$$

Из уравнения (10.30) следует, что в суживающем канале нельзя получить скорость истечения газа больше скорости звука (рис 10.3).

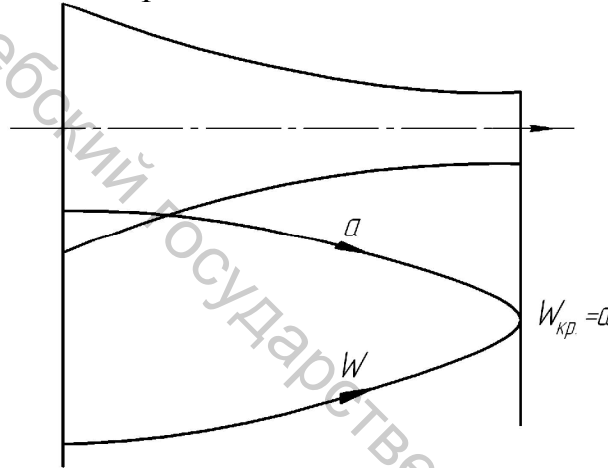


рис 10.3

Критическая скорость определяется отношением давлений $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$, которое для критической скорости газа $w_{кр}$ называется критическим $\left(\frac{p_{кр}}{p_1}\right)$. При критическом отношении давлений скорость истечения становится равной скорости звука на выходе из канала.

Определим критическое отношение давлений из условия $w_{кр} = a$. Обозначим через $b = \left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \left(\frac{p_{кр}}{p_1}\right)$.

Подставляем в условие $w_{кр} = a$ значения скорости истечения и скорости звука:

$$\sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_1 \left[1 - b^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right]} = \sqrt{\kappa RT_{кр}}. \quad (10.31)$$

Решаем данное уравнение относительно b :

$$\frac{2}{\kappa - 1} \cdot T_1 \left[1 - b^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right] = T_{кр}, \quad (10.32)$$

$$\frac{T_{кр}}{T_1} = \frac{2}{\kappa - 1} - \frac{2}{\kappa - 1} \cdot b^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}. \quad (10.33)$$

Для адиабатного расширения газа:

$$\frac{T_{кр}}{T_1} = \left(\frac{p_{кр}}{p_1}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = b^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}. \quad (10.34)$$

Тогда получим:

$$b^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{2}{\kappa-1} - \left(\frac{2}{\kappa-1} \right) \cdot b^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (10.35)$$

$$\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \cdot b^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{2}{\kappa-1} \text{ или } b = \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (10.36)$$

Критическое отношение давлений b является функцией только показателя адиабаты κ . При значении $\kappa = 1,4$, $b = 0,53$, при $\kappa = 1,3$, $b = 0,55$. Для идеальных газов можно приближенно принять $b \approx 0,5$. Из соотношения

$b = \frac{p_{кр}}{p_1}$, следует что критическое давление, при котором наступает критическая скорость $w_{кр}$ равно $p_{кр} = b \cdot p$; $p_{кр} \approx 0,5 \cdot p_1$, т.е. следует, что при истечении газа через суживающиеся каналы его давление не может уменьшаться более чем в два раза. Зная значение b можно определить критическую скорость $w_{кр}$ и максимальный расход газа. Подставляем значение

$b = \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$ в уравнение (10.24):

$$w_{кр} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot p_1 u_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot p_1 u_1 \left[1 - \frac{2}{\kappa+1} \right]}; \quad (10.37)$$

Окончательно получим:

$$w_{кр} = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa+1} \cdot p_1 u_1}; \text{ м/с.} \quad (10.38)$$

Максимальный секундный расход газа через суживающий канал наступает когда скорость газа равна $w_{кр}$, а отношение $\left(\frac{p_{кр}}{p_1} \right)$ равна b . Подставим b в уравнение (10.28):

$$M_{\max} = f \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{p_1}{u_1} \left(\left(\left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \right) \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}}; \quad (10.39)$$

$$M_{\max} = f \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \frac{p_1}{u_1} \left(\left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{2}{\kappa-1}} - \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \right)}. \quad (10.40)$$

Вынесем за скобку $\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{2}{\kappa-1}}$ и окончательно запишем:

$$M_{\max} = f \sqrt{2 \left(\frac{\kappa}{\kappa+1}\right) \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{2}{\kappa-1}} \cdot \left(\frac{p_1}{u_1}\right)}, \text{ кг/с.} \quad (10.41)$$

Максимальный секундный расход газа определяется начальным состоянием газа и зависит от величины площади выходного сечения f (м^2). Из изложенного следует, что в суживающем канале нельзя получить скорость истечения больше скорости звука.

10.4 Анализ уравнения массового секундного расхода и скорости истечения идеального газа

Проведем анализ уравнений (10.24) и (10.28) (рис 10.4)

Из этих уравнений следует, что при $P_2 = P_1; \left(\frac{P_2}{P_1} = 1\right)$ расход рабочего тела $M = 0$ и скорость $w = 0$ (точка А). С уменьшением давления p_2 величина массового расхода будет увеличиваться и при некотором отношении $\frac{p_2}{p_1} = b_{кр}$ расход газа и скорость w достигает максимума (точка К). При дальнейшем уменьшении этого давления величина M будет убывать и при $\frac{p_2}{p_1} = 0$ расход газа $M = 0$ (точка В), а скорость w возрастает (точка С). Что противоречит здравому смыслу.

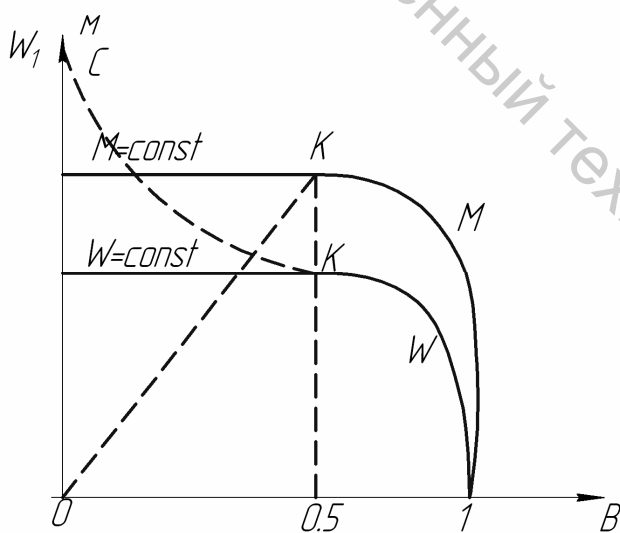


рис 10.4

В действительных условиях с уменьшением величины $\frac{P_2}{P_1}$ массовый расход газа и скорость остаются постоянными (линии КД).

Таким образом, при $b_{кр} < \frac{P_2}{P_1} < 1$ результаты опыта полностью совпадают с данными по анализу уравнения (10.24) и (10.28), а при $0 < \frac{P_2}{P_1} < b_{кр}$ – теория и опыт расходятся.

Объяснить это противоречие можно на основании гипотезы Сен-Венана и Вантцеля: при значениях $b_{кр} < \frac{P_2}{P_1} < 1$ давление в устье суживающегося сопла равно давлению среды, куда происходит истечение (теория совпадает с опытными данными). При $0 < \frac{P_2}{P_1} < b_{кр}$ давление в устье сопла не равно давлению среды и все время остается постоянным. Скорость перемещения импульса давления $w - a = 0$.

Величина $b_{кр}$ называется критическим отношением давлений при истечении и зависит от природы рабочего тела. Скорость газа которая устанавливается при этом в устье сопла, называется критической скоростью и равна местной скорости звука a . Отсюда следует практический вывод: скорость истечения в выходном сечении суживающегося сопла не может быть больше местной скорости звука.

10.5 Основные закономерности течения газа (пара) через сопла и диффузоры

Скорость звука, то есть скорость распространения упругих деформаций, зависит от состояния и природы газа.

Как известно из курса физики, эта величина определяется по формуле:

$$a = \sqrt{\kappa RT} = \sqrt{\kappa p u} \quad (10.42)$$

Выясним основные закономерности течения газа (пара) через сопла и диффузоры. С этой целью запишем уравнение неразрывности для движущегося потока и продифференцируем его:

$$fw = Mu \text{ и } fdw + wdf = Mdu. \quad (10.43)$$

Разделим почленно (10.43) на произведение $fw = Mu$. Получаем:

$$\frac{fdw}{fw} + \frac{wdf}{fw} = \frac{Mdu}{Mu} \text{ или } \frac{dw}{w} + \frac{fd}{f} = \frac{du}{u}. \quad (10.44)$$

Уравнение (10.44) является уравнением неразрывности в дифференциальной форме. Из чего следует, что:

$$\frac{df}{f} = \frac{du}{u} - \frac{dw}{w}. \quad (10.45)$$

Уравнение (10.45) позволяет установить основные закономерности истечения газа через каналы переменного сечения.

Если движение газа происходит в адиабатных условиях, то увеличение или уменьшение давления газа сопровождается увеличением в первом случае и уменьшением во втором случае температуры газа, а следовательно, увеличением или уменьшением скорости звука.

Витебский государственный технологический университет

Эти особенности движения газа можно выразить соотношениями:

I) $dp < 0$; $dT < 0$; $dw > 0$; $da < 0$;

II) $dp > 0$; $dT > 0$; $dw < 0$; $da > 0$.

Таким образом, при движении газа знаки изменения скорости газа и скорости звука всегда противоположны.

Каналы, в которых происходит расширение газа и увеличение скорости газа называются *соплами*.

Каналы, в которых происходит сжатие газа и уменьшение скорости газа называются *диффузорами*.

Проведем анализ уравнения (10.45).

Уравнение для располагаемой работы $w \cdot dw = -udp$ разделим обе части на w^2 .

Тогда имеем:

$$\frac{dw}{w} = -\frac{udp}{w^2}. \quad (10.46)$$

Дифференциальное уравнение адиабатного процесса:

$$\frac{du}{u} = -\frac{1}{\kappa} \cdot \frac{dp}{p} \quad (10.47)$$

Подставим уравнения (10.46) и (10.47) в уравнение (10.45):

$$\frac{df}{f} = -\frac{1}{\kappa} \cdot \frac{dp}{p} + \frac{udp}{w^2} = dp \left(\frac{u}{w^2} - \frac{1}{\kappa_p} \right); \quad (10.48)$$

или, учитывая, что $\kappa p u = a^2$ получим знак изменения профиля канала:

$$\frac{df}{f} = dp \frac{a^2 - w^2}{w^2 \kappa p}. \quad (10.49)$$

Знак величины $\frac{df}{f}$ – определяет форму (профиль) канала.

1. Течение газа через сопла ($dp < 0$) уравнение (10.49) показывает, что знак df для сопла ($dp < 0$) противоположен знаку выражения $a^2 - w^2$. При этом могут быть два случая: 1) $a^2 - w^2 > 0$ когда $w < a$, то $df < 0$; 2) $a^2 - w^2 < 0$ когда $w > a$, то $df > 0$.

Следовательно, если скорость газа w на входе в сопло меньше скорости звука, то канал суживающийся, а если скорость $w > a$, то канал расширяющийся.

2. Течение газа через диффузоры ($dp > 0$).

Из уравнения (10.49) следует, что при $(dp > 0)$ знак $\frac{df}{f}$ совпадает со знаком выражения $a^2 - w^2$ и возможны два случая: 1) $a^2 - w^2 > 0$ когда $w < a$, то $df > 0$; 2) $a^2 - w^2 < 0$ когда $w > a$, то $df < 0$.

Следует, если скорость газа при истечении через канал больше скорости звука, то канал – суживающий, а если скорость газа меньше скорости звука, то канал расширяющийся. Также очевидно, что один и тот же канал в зависимости от порядка скорости газа на выходе может работать в режиме, как сопла, так и диффузора.

Из изложенного также очевидно, что для получения скорости большей скорости звука каналы должны быть комбинированными, состоящими из суживающей, а затем расширяющейся частей. Первая часть такого канала работает как дозвуковая, вторая как сверхзвуковая. Такие каналы называются соплами Лавала и широко используются в паровых и газовых турбинах, в реактивных двигателях.

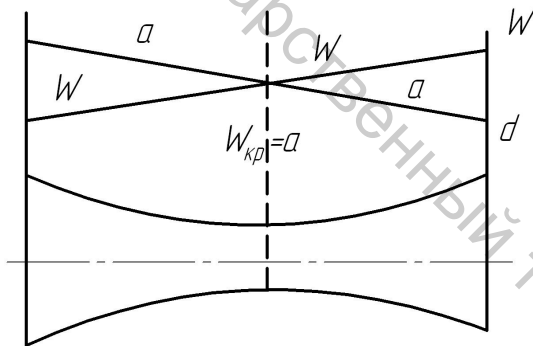


рис 10.5

В наименьшем сечении f_{\min} скорость должна быть равной скорости звука ($w = a$). Тогда при дальнейшем расширении происходит увеличение скорости газа ($w > a$). Расширяющая часть канала работает как сверхзвуковая.

В комбинированных каналах (соплах) давление на выходе меньше критического ($p_{кр} = \beta p_1 < 0,5$), а скорость истечения газа больше скорости звука. Такая работа канала обеспечивается, когда отношение давлений $\frac{p_{кр}}{p_1} = \beta_{кр} \approx 0,5$ для суживающей части канала, а если окажется $\frac{p_{кр}}{p_2} > \beta_{кр} \approx 0,5$, то в узком сечении канала скорость газа будет меньше скорости звука и расширяющая часть будет работать как диффузор.

10.6 Истечение водяного пара без трения и с учетом трения

При исследовании процесса истечения водяного пара вопрос усложняется тем, что при адиабатном расширении пар может очень быстро изменять свое состояние и переходить из перегретого состояния в насыщенное. При

переходе пара через пограничную кривую показатель адиабаты $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ величина неопределенная. Поэтому расчеты истечения водяного пара по уравне-

ниям, полученным для идеальных газов проводить нельзя. Водяной пар реальный газ. Расчеты процессов истечения проводятся с помощью i - S – диаграммы водяного пара.

1. Истечение пара через суживающее сопло. Отношение $\frac{p_{кр}}{p_1} > \beta = 0,53$.

При этих условиях происходит полное расширение пара от давления p_1 до давления среды p_2 . Скорость истечения пара:

$$w = 44,72\sqrt{i_1 - i_2}, \text{ м/с.} \quad (10.50)$$

Секундный расход пара:

$$G = \frac{fw}{v_2} = \frac{f \cdot 44,72\sqrt{i_1 - i_2}}{v_2}, \text{ кг/с,} \quad (10.51)$$

где i_1, i_2 и v_2 определяется по i - S – диаграмме водяного пара.

2. Происходит полное расширение пара от p_1 до давления среды p_2 при отношении давлений $\frac{p_2}{p_1} = \beta = 0,53$. Скорость истечения и массовый расход пара определяются по формулам (10.50) и (10.51) с индексами $w_{кр}$ и M_{\max} .

3. Случай истечения пара через суживающийся канал, если отношение давлений $\frac{p_2}{p_1} < \beta = 0,53$. В этом случае полного расширения пара не происходит. Давление пара при истечении будет равно критическому $p_{кр} = \beta_{кр} \cdot p_1$. Скорость и расход пара определяются по уравнениям (10.50) и (10.51) с индексами $w_{кр}$ и M_{\max} (рис 10.6).

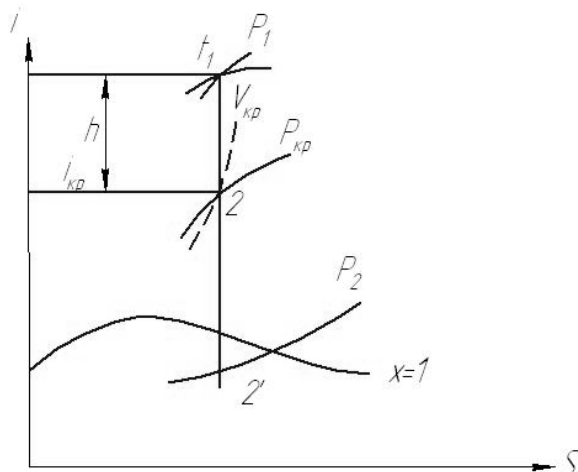


рис 10.6

Скорость истечения пара

$$w_{кр} = 44,72\sqrt{i_1 - i_{кр}}, \text{ м/с.}$$

Массовый секундный расход пара

$$M_{\max} = \frac{f \cdot 44,72\sqrt{i_1 - i_{кр}}}{u_{кр}}, \text{ кг/с.}$$

Приведенные формулы для определения скорости истечения и расхода пара справедливы только для обратимых процессов истечения, так как не учитывают силы трения пара о стенки канала, и не учитывают потери кине-

3. Напишите уравнение неразрывности для потока и дайте его формулировку.
4. Приведите уравнение первого закона термодинамики для потока через энтальпию.
5. Какая величина называется располагаемой работой и графическое изображение располагаемой работы в $p-u$ -диаграмме?
6. Запишите уравнение располагаемой работы для адиабатного и политропного процесса.
7. Скорость истечения идеального газа в адиабатном процессе истечения газа.
8. Секундный расход идеального газа.
9. Проведите анализ уравнений массового секундного расхода и скорости истечения идеального газа.
10. Критическое отношение давлений и его определение.
11. Приведите связь скорости звука и критической скорости истечения газа.
12. Приведите формулы для определения максимального секундного расхода и критической скорости идеального газа.
13. Сформулируйте основные условия течения идеального газа по каналам переменного сечения.
14. Какой профиль должны иметь сопло и диффузор при различных скоростях газа на входе в канал?
15. Дайте описание комбинированного сопла Лаваля, и принцип его работы.
16. истечение водяного пара и его особенности, истечение водяного пара в $i-S$ -диаграмме водяного пара.
17. Истечение водяного пара без трения и с учетом трения и расчет процесса по $i-S$ -диаграмме.

11 ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

11.1 Дросселирование газов

Дросселированием называется процесс необратимого уменьшения давления газа (пара) при его прохождении через участок с повышенным сопротивлением. Таким повышенным сопротивлением обычно бывает резкое сужение поперечного сечения потока.

С процессом дросселирования часто приходится встречаться на практике. Например, падение давления газа (пара) в трубопроводах вследствие установки там вентилях, задвижек, клапанов и т.д. При этом величина падения давления зависит от природы рабочего тела, его состояния, характера местного сопротивления и скорости движения потока.

В большинстве случаев дросселирование сопровождается уменьшением работоспособности тела и приносит безусловный вред. Но иногда оно является необходимым и создаётся искусственно: при регулировании мощно-

сти паровых турбин, в холодильных установках, а также в приборах, измеряющих расход газа (пара).

Процесс дросселирования, как и процесс истечения, принято считать адиабатным, одномерным и стационарным.

Уравнение первого закона термодинамики (в форме уравнения для потока) для этого процесса можно записать в виде:

$$dq = di + \frac{dw^2}{2} = 0; \quad di = -\frac{dw^2}{2}. \quad (11.1)$$

Рассмотрим физическую картину процесса дросселирования (рис.11.1)

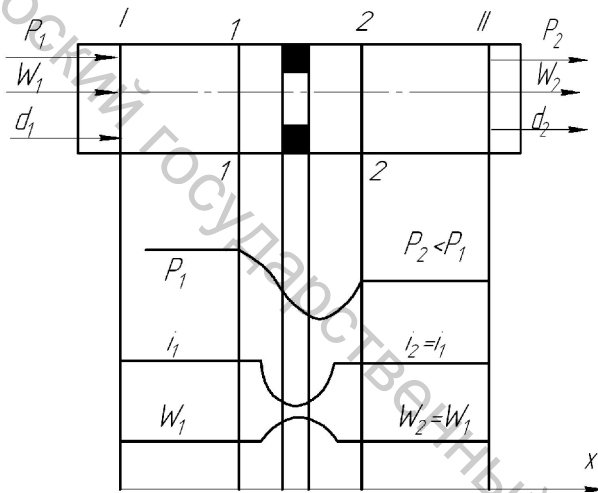


рис 11.1

Параметры газа на входе и выходе из канала соответственно равны p_1, v_1, T_1, i_1, S_1 и p_2, v_2, T_2, i_2, S_2 . Площади поперечного сечения канала соответственно f_1 и f_2 , (в общем случае $f_1 = f_2$). Местное сопротивление (резкое сужение канала) находится на достаточно большом расстоянии от входа и выхода. Скорости потока на входе в канал и на выходе из него для сечения I-I и II-II равны ($w_1 = w_2$).

Тогда, в соответствии с уравнением (11.1):

$$di = 0 \text{ и } i = const, \text{ т.е. } i_2 = i_1 \quad (11.2)$$

В сечениях, достаточно далеко отстоящих от местного сопротивления энтальпия газа не изменяется. Так как энтальпия идеального газа зависит только от температуры, то при дросселировании идеального газа конечная и начальная температуры равны ($T_1 = T_2$). В процессе дросселирования реальных газов температура, в соответствии с эффектом Джоуля-Томсона может увеличиваться, уменьшаться или оставаться постоянной.

Рассмотрим картину изменения параметров рабочего тела непосредственно в местном сопротивлении.

В самом узком месте потока, для сечений 1-1 и 2-2 скорость резко возрастает, энтальпия при этом будет убывать.

В процессе дросселирования часть энергии потока переходит в тепло трения (вследствие наличия вязкостных сил). Поскольку в целом процесс является адиабатным (нет теплообмена с окружающей средой), это тепло накапливается в потоке и приводит, в соответствии со вторым законом термодинамики, к росту энтропии. Таким образом, в результате процесса дросселирования энтропия рабочего тела всегда повышается ($S_2 > S_1$). Следовательно, адиабатный процесс дросселирования является необратимым и неизоэнтропийным.

Поскольку кинетические составляющие энергии потока до и после местного сопротивления одни и те же ($w_1 = w_2$), а часть энергии превратилась в тепло трения, то, очевидно, после местного сопротивления потенциальная энергия потока уменьшается на величину, численно равную этому теплу трения. Следовательно, давление рабочего тела, как мера этой потенциальной энергии, также уменьшается, причем необратимо ($P_2 < P_1$).

11.2 Исследование процесса дросселирования реального газа и эффект Джоуля-Томсона

Отношение изменения температуры реального газа при дросселировании без подвода и отвода тепла и без совершения внешней работы к изменению давления называется эффектом Джоуля-Томсона. Это явление открыто Джоулем и Томсоном в 1852 г. Сущность явления в следующем. Компрессор, подавая к дросселю газ с параметрами p_1, v_1, T_1 совершает работу $p_1 \cdot v_1$, воспринимаемую газом. Эта работа по отношению к газу отрицательна.

Газ, пройдя дроссель, имеет давление p_2 и v_2 , совершает работу $p_2 \cdot v_2$ – это работы положительна. Суммарная работа газа при дросселировании равна $p_2 v_2 - p_1 v_1$. Так как при дросселировании конечного давления p_2 ($p_2 < p_1$), а удельный конечный объем газа v_2 всегда больше начального объема v_1 ($v_2 > v_1$), т.к. дросселирование процесс необратимый, то величина внешней работы проталкивания газа может быть:

$$p_2 u_2 - p_1 u_1 \geq 0 \quad (11.3)$$

В адиабатном процессе дросселирования справедливо отношение $i_2 = i_1$ как конечный результат процесса, то можно записать:

$$u_2 + p_2 v_2 = u_1 + p_1 v_1 \quad (11.4)$$

или

$$u_1 - u_2 = p_2 v_2 - p_1 v_1, \quad (11.5)$$

Следовательно, внешняя работа (работа по проталкиванию газа) совершается за счет уменьшения внутренней энергии. Кроме того, в процессе дросселирования реального газа его внутренняя энергия, а следовательно и температура может в зависимости от знака работы $p_2 v_2 - p_1 v_1$, уменьшаться, увеличиваться или оставаться постоянной. Знак работы зависит во многом от начального состояния газа перед дросселем (от параметров p_1, u_1, T_1).

Если при дросселировании оказывается $p_2 v_2 - p_1 v_1 = 0$, т.е. $p_2 v_2 = p_1 v_1$ и $u_1 = u_2$, то реальный газ может вести себя как идеальный и температура $T_2 = T_1$, но только при условии если потенциальная составляющая внутренней энергии не изменяется. Но при дросселировании реального

газа его потенциальная составляющая вследствие увеличения объема ν_2 всегда возрастает.

Поэтому даже при условии $p_2\nu_2 = p_1\nu_1$ дросселирование сопровождается охлаждением газа (т.е. $T_2 < T_1$). Еще большее охлаждение реального газа наблюдается если $p_2\nu_2 > p_1\nu_1$ и $u_1 < u_2$.

Если $p_2\nu_2 < p_1\nu_1$ и происходит значительное увеличение внутренней энергии $u_2 > u_1$, за счет прироста потенциальной составляющей, то избыток внешней работы $p_2\nu_2$ пойдет на увеличение температуры газа $T_2 > T_1$. Но процесс дросселирования, сопровождающийся увеличением температуры возможен только при очень высоких значениях p_1 и T_1 на входе в дроссель.

В частном случае если $p_2\nu_2 = p_1\nu_1$, в процессе дросселирования окажется равным приросту потенциальной составляющей внутренней энергии, то тогда только окажется $T_2 = T_1$.

Такой случай дросселирования называется инверсией газа, а температура, при которой происходит инверсия, называется температурой инверсии.

Таким образом, и при значениях $p_2\nu_2 > p_1\nu_1$ и $p_2\nu_2 < p_1\nu_1$ газ при дросселировании охлаждается в большинстве практических случаев ($T_2 < T_1$).

Различают дифференциальный температурный эффект, при котором давление и температура изменяются на бесконечно малую величину, и интегральный температурный, когда давление и температура изменяются на конечную величину.

Состояние реального газа при адиабатном дросселировании, в котором температурный эффект Джоуля-Томсона равен нулю, называется *инверсией*. Таким образом, если начальная температура реального газа перед дросселем меньше температуры инверсии, то газ при дросселировании охлаждается, а если начальная температура газа выше температуры инверсии $T_{инв}$, то газ нагревается ($T_2 > T_1$).

Если выразить $T_{инв}$ через критическую температуру $T_{кр}$, то при дросселировании реального газа (Ван-дер-Ваальса) получаем уравнение:

$$T_{инв} = 6,76T_{кр}$$

Процессы дросселирования газа всегда связаны с потерей располагаемой работы, так как газ в этом процессе не производит полезной работы над внешним объектом, а вся работа расширения газа от p_1 до давления p_2 идет на проталкивание газа через дроссель, и затрачивается на преодоление сил трения.

Критическое состояние вещества впервые было открыто Д.И. Менделеевым в 1861 г.

Критическую температуру Менделеев определяет как абсолютную температуру кипения, при которой силы поверхностного натяжения в жидко-

сти становятся равными нулю, т.е. исчезает различие между жидкостью и парообразным состоянием вещества.

Значения критической температуры $T_{кр}$ приведены в таблице для некоторых газов.

Газ	Химический символ	$T_{кр}, K$	$P_{кр}, бар$	$\rho_{кр}, кг/м^3$
Азот	N_2	126,1	32,8	311
Аргон	Ar	150,8	52	531
Водяной пар	H_2O	647,3	221,6	326
Водород	H_2	33,3	12,5	31

1	2	3	4	5
Кислород	O_2	154,4	49,8	430
Аммиак	NH_3	408,7	111,8	235
Метан	CH_4	190,8	33,9	162
Окись углерода	CO	133,6	34,8	311
Углекислый газ	CO_2	304	73,8	460
Хлор	Cl_2	417	74,5	573

11.3 Дросселирование водяного пара

Процесс дросселирования водяного пара также как и дросселирование реального газа является необратимым адиабатным процессом и сопровождается ростом энтропии. Исследование процесса дросселирования пара наглядно производится по i - S – диаграмме водяного пара. На рис 11.2 изображены процессы дросселирования влажного и перегретого пара.

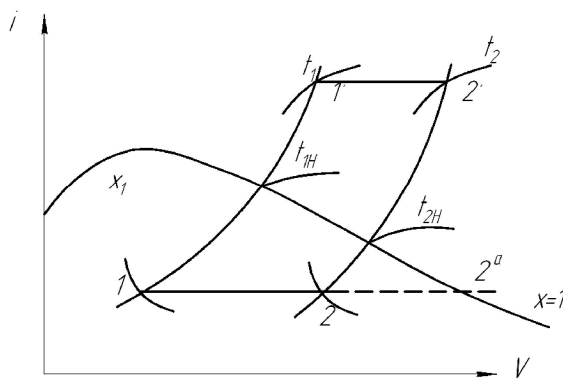


рис 11.2

Так как в процессе дросселирования энтальпия пара не изменяется $i_2 = i_1$, то процесс изображается горизонтально. Из диаграммы видно, что при дросселировании влажного пара, пар в начале подсушивается, а затем может переходить в перегретое состояние. При этом температура уменьшается ($t_{2H} < t_{1H}$).

При дросселировании перегретого водяного пара температура и давление уменьшаются, а объем, энтропия и степень перегрева пара увеличиваются. При дросселировании кипящей жидкости она частично испаряется с увеличением степени сухости.

Так как процесс дросселирования является необратимым процессом и сопровождается ростом энтропии, а давление пара падает без совершения внешней работы, то работоспособность пара или газа всегда уменьшается. Процесс дросселирования перегретого водяного пара перед паровой турбиной применяется для регулирования мощности турбины и, следовательно, для регулирования электрической мощности электрогенератора.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какой процесс называется дросселированием и где он встречается?
2. Какие параметры изменяются, и какие остаются постоянными при прохождении через дроссель?
3. Почему процесс дросселирования происходит при постоянной энтальпии?
4. как изменяется температура идеального газа при дросселировании?
5. В чем суть эффекта Джоуля-Томсона?
6. Что называется температурой инверсии?
7. При каких условиях температура реального газа при дросселировании понижается, повышается или остается без изменения?
8. Как изменяются термодинамические параметры при дросселировании водяного пара и графическое изображение процесса дросселирования водяного пара в $i - S$ -диаграмме?

12 ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН.

12.1 Цикл парокомпрессорной холодильной установки

Обратный цикл, в соответствии со вторым законом термодинамики позволяет, затрачивая механическую работу, отнять некоторое количество теплоты от источника с низкой температурой и передать ее тепловому источнику с более высокой температурой. Машины, непрерывно поддерживающие температуру тел ниже температуры окружающей среды, называются холодильными.

Рабочее тело, воспринимающее тепло от охлаждаемой среды, называется хладоагентом.

По виду хладоагентов холодильные установки делятся на две основные группы: газовые (в частности – воздушные) и паровые. Кроме того, существуют холодильные установки, основанные на других принципах. В частности, для производства холода может использоваться не механическая работа, а теплота какого-нибудь рабочего тела с высокой температурой или кинетическая энергия струи пара.

Воздушные холодильные установки широкого распространения не получили ввиду малого холодильного эффекта. В промышленности и быту преимущественно используются паровые холодильные машины различных типов. В качестве хладагента в таких установках используются пары различных веществ, кипящих при низких температурах: аммиак, углекислота, сернистый ангидрид, фреоны.

Рассмотрим цикл паровой компрессорной холодильной установки. Схема этой установки представлена на рис 12.1, а протекание процессов в $T-S$ – диаграммы изображено на рис 12.2.

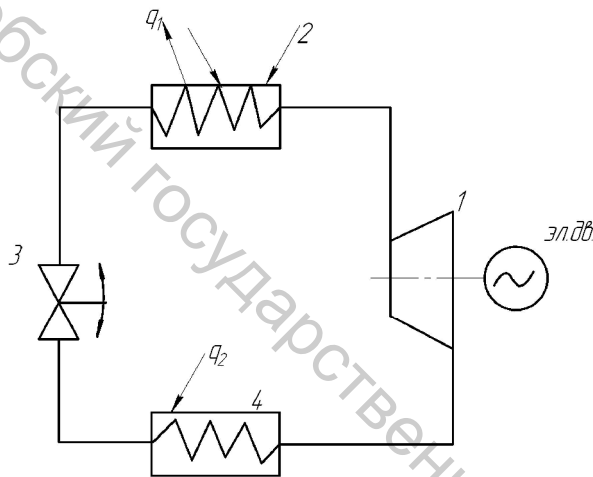


рис 12.1

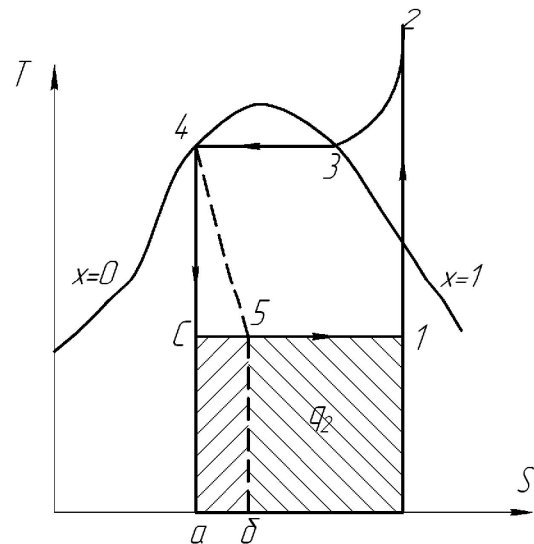


рис 12.2

В компрессор 1 (рис 12.1) поступает влажный насыщенный пар хладагента состоянием точки 1. Полагая, процесс сжатия в компрессоре адиабатным (процесс 1-2), конечное состояние рабочего тела после компрессора будет соответствовать точке 2 – перегретый пар хладагента. Этот пар поступает в конденсатор 2, где вначале пар охлаждается (изобарный процесс 2-3), а затем происходит полная конденсация (изобарно-изотермический процесс 3-4). В точке 4 хладагент в жидком состоянии.

Из конденсатора рабочее тело поступает в дроссельное устройство 3, где происходит процесс дросселирования 4-5, в результате которого, энтропия хладагента будет увеличиваться, температура – снижаться (в соответствии с эффектом Джоуля–Томсона), а энтальпия $i_4 = i_5$. В точке 5 – влажный пар хладагента с малой степенью сухости. Процесс дросселирования 4-5, как необратимый процесс, изображается на диаграмме условно.

После дроссельного устройства влажный пар поступает в испаритель 4, который располагается в охлаждаемом помещении. Здесь за счет тепла, отбираемого от охлаждаемых тел, происходит парообразование рабочего хладагента, степень сухости пара увеличивается – происходит изобарно-изотермический процесс 5-1, и цикл замыкается.

В холодильном цикле тепловым источником является тепло q_2 от охлаждаемого помещения при достаточно низкой температуре T_2 (это тепло соответствует заштрихованной площади в $T-S$ – диаграмме).

Тепло q_1 , отводимое в тепловой сток (окружающую среду) через конденсатор при температуре $T_1 > T_2$, соответствует площади под кривой 2-3-4-5.

Работа l_y , затраченная на осуществление идеального цикла, равна:

$$l_y = q_1 - q_2. \quad (12.1)$$

Холодильный коэффициент, оценивающий эффективность работы этого цикла равен:

$$\epsilon_t = \frac{q_2}{l_y}$$

Поскольку $q_1 = i_2 - i_4$, $q_2 = i_1 - i_5$, а $i_4 = i_5$ (в процессе дросселирования энтальпия хладагента не изменяется), то:

$$l_y = i_2 - i_4 \quad (12.2)$$

Отсюда холодильный коэффициент установки:

$$\epsilon_t = \frac{i_1 - i_4}{i_2 - i_4} \quad (12.3)$$

Значения энтальпий определяются по $i-S$ – диаграмме или таблицам для соответствующих хладагентов.

Замена адиабатного расширения рабочего тела в расширителе (процесс 4-С), процессом дросселирования 4-5 из-за необратимости приводит к снижению холодильного коэффициента ϵ , что выражается площадью $a-C-5-b$. Но такая замена значительно упрощает установку и уменьшает ее габариты, и является целесообразной.

12.1 Цикл парожекторной холодильной установки

В циклах паровых компрессионных холодильных машин основным рабочим процессом является сжатие холодильного агента от давления в испарителе до давления в конденсаторе, которое связано с затратой механической работы.

Парожекторная холодильная машина для своей работы потребляет не механическую, а тепловую энергию. В качестве рабочего тела могут использоваться пары любого вещества.

В качестве рабочего тела обычно используется вода, которую невозможно применить в паровых компрессионных машинах из-за очень высоких значений удельного объема насыщенного пара при низких температурах. В парожекторных установках отсутствует громоздкий и дорогостоящий компрессор, так как сжатие пара осуществляется в пароструйном аппарате - диффузоре.

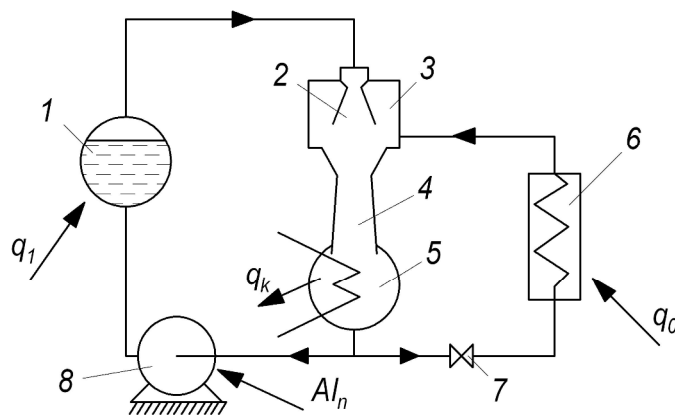


рис 12.3

Схема парожеторной холодильной машины: 1 – паровой котел; 2 – сопло; 3– камера смешения; 4 – диффузор; 5 – конденсатор; 6 – испаритель; 7 – регулирующий вентиль; 8 – насос.

На рис 12.3 изображена схема парожеторной холодильной установки. Рабочий пар, поступающий из парового котла 1, расширяется в сопле 2 от высокого давления до более низкого давления и приобретает высокую скорость (до 1000 м/с).

Давление рабочего пара на выходе из сопла 2 меньше давления в испарителе 6. Вследствие этого в камеру смешения 3 засасывается холодный пар из испарителя 6. Смесь рабочего и холодного пара, проходя затем через диффузор 4 сжимается, теряет скорость и давление рабочего тела повышается до давления в конденсаторе 5.

Пар поступает в конденсатор 5, где конденсируется, отдавая теплоту испарения охлаждающей воде. Конденсат далее разветвляется на два потока. Одна часть конденсата дросселируется, проходя через регулирующий вентиль 7 и поступает в испаритель 6. Другая часть его подается питательным насосом 8 в паровой котел 1.

Таким образом, необходимая для сжатия холодильного агента энергия приобретает за счет использования кинетической энергии потока рабочего пара, которую он приобретает в котле с теплом q_1 .

В парожеторной холодильной машине затраты энергии осуществляются в виде тепла, а не в форме работы, что является более выгодным.

Однако, существенным недостатком парожеторной машины является значительная потеря энергии из-за необратимого характера процесса в эжекторе.

Холодильный коэффициент парожеторной холодильной машины (или коэффициент использования тепла) определяется отношением

$$e = \frac{q_o}{q_1}$$

где q_o – количество теплоты, подводимое к рабочему телу в испарителе; q_1 – количество теплоты, подводимое к пару в паровом котле.

Термодинамическое совершенство парожеткторных машин ниже чем компрессионных паровых установок (значения $e_{\text{эж.}} < e_k$)

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Дайте описание работы и приведите схему пароконпрессионной холодильной машины.
2. Что такое холодильный коэффициент?
3. Изобразите идеальный цикл паровой компрессионной холодильной установки в $T - S$ -диаграмме.
4. Какими свойствами должны обладать рабочие тела (хладоагенты) применяемые в холодильной технике?

13 ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

13.1 Основные понятия и определения

Влажным воздухом называется смесь сухого воздуха и водяного пара. Знание свойств влажного воздуха требуется при расчетах процессов сушки текстильных и обувных материалов, расчете систем вентиляции и кондиционирования воздуха на промышленных предприятиях и т.д.

По своему физическому состоянию влажный воздух близок к состоянию идеального газа и представляет собой один из частных случаев газовой смеси. Однако влажный воздух представляет собой один из частных случаев газов, один из компонентов которой – водяной пар – при снижении температуры может переходить в жидкую или твердую фазу и вследствие этого выпадать из смеси. Поэтому количество водяного пара во влажном воздухе не может быть произвольным: в зависимости от температуры и давления количество водяного пара в воздухе может быть различным.

В соответствии с законом Дальтона давление p влажного воздуха можно определить как:

$$p = p_e + p_n, \quad (13.1)$$

где, p_e – парциальное давление сухого воздуха; p_n – парциальное давление водяного пара.

Парциальное давление водяного пара во влажном воздухе не может быть больше величины p_n – давления насыщения при данной температуре, т.е. всегда $p_n < p_n$. Влажный воздух, в котором $p_n < p_n$, называется ненасыщенным, а воздух, у которого $p_n = p_n$ – насыщенным влажным воздухом. Парциальное давление водяного пара в этом случае равно давлению насыщения при данной температуре. Количество пара в каждом кубическом метре такого воздуха численно равно плотного сухого насыщенного пара ρ'' . Водяной пар во влажном воздухе может быть и перегретым. Состояние пара определяется величиной его парциального давления.

Смесь, состоящую из сухого воздуха и насыщенного водяного пара называются насыщенным влажным воздухом, а смесь, состоящую из сухого воздуха и перегретого пара ненасыщенным влажным воздухом.

Если понижать температуру ненасыщенного воздуха, сохраняя его давление постоянным, то можно достигнуть состояние насыщения. При дальнейшем понижении температуры из воздуха будет выпадать влага, и уменьшаться парциальное давление пара. С этим явлением мы часто сталкиваемся: т.к. атмосферный воздух всегда содержит какое-то количество водяных паров, то при понижении температуры воздух становится насыщенным, о чем свидетельствует появление тумана или росы.

Температура, при которой давление водяного пара p_n во влажном воздухе становится равным давлению насыщения p_n , называется температурой точки росы.

13.2 Параметры состояния влажного воздуха и методы их определения

Состояние влажного воздуха характеризуют три основных параметра состояния – давление, температура и удельный объем, а также внутренняя энергия, энтальпия и энтропия. Однако, поскольку в состав влажного воздуха входит водяной пар, который может при определенных условиях конденсироваться и выпадать из смеси, для оценки состояния влажного воздуха используют и некоторые специфические параметры, характеризующие состояние только этого рабочего тела. Такими параметрами состояния являются: влагосодержание, абсолютная и относительная влажность.

Влагосодержанием d влажного воздуха называется отношение массы пара M_n во влажном воздухе к массе сухого воздуха M_e :

$$d = \frac{M_n}{M_e} \text{ или } d = \frac{r_n}{r_e}, \text{ г пара/кг сух. воздуха,} \quad (13.2)$$

где ρ_n и ρ_e – соответственно плотности пара и сухого воздуха.

Величину влагосодержания можно выразить также через соответствующие парциальные давления. Запишем уравнения состояния для сухого воздуха и водяного пара, входящих в объем $V, \text{ м}^3$ влажного воздуха при температуре T :

$$r_e V = M_e R_e T \text{ и } r_n V = M_n R_n T, \quad (13.3)$$

где $R_e = 287 \text{ Дж/кг}\cdot\text{град}$ и $R_n = 461,6 \text{ Дж/кг}\cdot\text{град}$ – газовые постоянные соответственно для сухого воздуха и водяного пара. Разделив почленно эти равенства, получаем:

$$\frac{r_e}{r_n} = \frac{M_e R_e}{M_n R_n} = \frac{M_e \cdot 287}{M_n \cdot 461,6} = \frac{0,622}{d},$$

откуда:

$$d = 0,622 \frac{P_n}{P_l} = 0,622 \frac{P}{P - P_n}. \quad (13.4)$$

Из (13.4) следует, что с увеличением парциального давления пара влагосодержание влажного воздуха увеличивается.

Абсолютной влажностью влажного воздуха называется масса пара в 1 м^3 влажного воздуха, численно равная плотности пара ρ_n при парциальном давлении P_n .

Относительной влажностью ϕ называется отношение парциального давления водяного пара P_n , содержащегося во влажном воздухе, к давлению насыщенного водяного пара P_n при данной температуре (т.е. к максимально возможному парциальному давлению водяного пара при этой температуре):

$$j = \frac{P_n}{P_n} = \frac{r_n}{r_{\max}}. \quad (13.5)$$

Величина ϕ обычно выражается в процентах или в долях. Поскольку $0 \leq p_n \leq p_n$, то $0 \leq \phi \leq 100\%$. Для сухого воздуха $\phi = 0$, для насыщенного влажного воздуха $\phi = 100\%$ или $\phi = 1$.

Записывая уравнения Клайперона для 1 кг пара в случае ненасыщенного и насыщенного влажного воздуха, получаем:

$$P_n \frac{1}{r_n} = R_n T \quad \text{и} \quad P_{\max} \frac{1}{r_{\max}} = R_n T, \quad (13.6)$$

откуда:

$$j = \frac{r_n}{r_{\max}}. \quad (13.7)$$

Таким образом, относительную влажность j можно определить и как отношение абсолютной влажности ненасыщенного воздуха к максимально возможной абсолютной влажности воздуха при этой же температуре.

Можно отметить три характерные состояния влажного воздуха.

1. $r_n < r_n$ – воздух не насыщен влагой, и $p_n > p_n$ – водяной пар в воздухе перегрет;
2. $r_n = r_n$ – воздух насыщен влагой, и $p_n = p_n$ – водяной пар в воздухе сухой;
3. $r_n > r_n$ – воздух перенасыщен влагой, и $p_n = p_n$ – водяной пар в воздухе влажный.

Если значения j , $p_n = f(t_g)$ и $r_n = f(t_g)$ известны, то абсолютная влажность воздуха $r_n = j \cdot r_n$ и парциальное давление водяного пара в воздухе $p_n = \phi \cdot p_n$; r_n и p_n – по таблицам водяного пара по температуре влажного воздуха.

На практике относительная влажность j влажного воздуха определяется с помощью специальных приборов, называемых психрометрами.

Психрометр Августа состоит из двух термометров «сухого» и «мокрого». Шарик ртути «мокрого» термометра обернут тонким слоем ткани, которая непрерывно смачивается водой. С поверхности материи на шарике испаряется вода, и он показывает более низкую температуру, чем «сухой» термометр. Очевидно, что «сухой» термометр будет показывать действительную температуру влажного воздуха t_c , а «мокрый» – температуру испаряющейся влаги t_n . Зная разность температур $t_c - t_n$, можно по специальным психрометрическим таблицам определить величину относительной влажности.

Плотность ρ влажного воздуха равна сумме плотностей пара ρ_n и сухого воздуха ρ_g , взятых при своем парциальном давлении и при температуре смеси:

$$r = r_n + r_g = \frac{P_n}{R_n \cdot T_g} + \frac{P_g}{R_g \cdot T_g} \quad (13.8)$$

Газовую постоянную влажного воздуха можно определить по общей формуле для расчета газовой постоянной смеси:

$$R = \frac{8314}{m_{см}} = \frac{8314}{m_g r_g + m_n r_n}, \quad (13.9)$$

где: μ_g и μ_n – соответственно молекулярные массы сухого воздуха и водяного пара; r_g и r_n – соответственно объемные доли сухого воздуха и водяного пара во влажном воздухе.

Энтальпия влажного воздуха определяется как сумма энтальпии сухого воздуха и водяного пара:

$$I = t + (2500 + 1,96 \cdot t) \cdot d, \text{ кДж/кг} \quad (13.10)$$

13.3 *I-d* диаграмма влажного воздуха

На практике параметры влажного воздуха определяют графическим путем, с помощью *I-d* – диаграммы.

На диаграмме *I-d* по оси ординат откладываются величины энтальпии, кДж/кг (сух. возд.), а по оси абсцисс – величины влагосодержания, г (пара)/кг (сух. возд.). Для более удобного расположения различных линий на поле диаграммы координатные оси располагаются под углом 135° . Ось ординат при этом располагается вертикально, а ось абсцисс спроектирована на горизонталь (рис 13.1).

На диаграмме нанесены следующие линии: линии постоянных энтальпии – прямые, наклонные к оси ординат под углом 45° ; линии постоянных влагосодержаний – прямые, параллельные оси ординат; линии постоянных температур воздуха и линии постоянных значений относительной влажности

воздуха. Кроме того, на диаграмме нанесена линия парциального давления водяного пара (в зависимости от величины влагосодержания).

$I-d$ – диаграмма позволяет, по известным значениям t и ϕ , определить величины I и d , а по d – величину P_n . Кроме того, с помощью этой диаграммы для каждого состояния влажного воздуха можно определить точку росы, т.е. такую температуру, при которой воздух будет насыщен водяным паром до $\phi = 100\%$. С этой целью необходимо из точки, характеризующей данное состояние воздуха, провести вертикаль до пересечения с $\phi = 100\%$, и изотерма, проходящая через эту точку, будет определять температуру точки росы.

$I-d$ – диаграмма нашла широкое применение на практике, т.к. она оказалась весьма удобной для расчетов различных процессов, связанных с обработкой воздуха (вентиляция, кондиционирование), а также для расчета процесса сушки.

Воздух, используемый для сушки, поглощает влагу и сам при этом увлажняется. Для процесса сушки может быть использован только ненасыщенный воздух, причем желательно, чтобы его начальное влагосодержание было по возможности меньшим.

Рассмотрим основные процессы обработки влажного воздуха (рис 13.1).

Процесс нагревания воздуха совершается при неизменном влагосодержании ($d = const$). На $I-d$ – диаграмме этот процесс изображается вертикальной линией 1-2.

Процесс охлаждения влажного воздуха также протекает при $d = const$ (процесс 2-1-4). Однако такое изображение процесса охлаждения будет справедливо только до состояния полного насыщения, т.е. до $\phi = 100\%$. При дальнейшем охлаждении воздуха влага начнет выпадать из него в виде росы. Этот процесс конденсации можно условно считать проходящим по линии $\phi = 100\%$ (процесс 4-5). При этом количество воды, выпавшей из влажного воздуха, равно разности влагосодержаний $d_4 - d_5$ (это количество воды относим к 1 кг сухого воздуха).

Идеальный процесс насыщения воздуха влагой (например, процесс сушки) в условиях постоянного давления происходит при неизменной энтальпии ($I = const$) и изображается отрезком 2-3. Здесь под идеальным процессом подразумевается такой, в котором вся теплота идет только на испарение влаги, т.е. не учитываются потери тепла в окружающую среду и его расход на подогрев жидкости. В этом случае теплота, отданная влажным воздухом на испарение влаги, вместе с парами снова возвращается во влажный воздух, т.е. общий баланс теплоты в процессе сохраняется.

13.4 Процесс смешивания воздуха и газов различных параметров в $I-d$ – диаграмме влажного воздуха

Процессы смешения воздуха различных параметров имеют большое значение для установок кондиционирования воздуха, вентиляционных установок, для сушильных аппаратов в случае использования рециркуляции воздуха, а также при смешивании воздуха с топочными газами.

Рассмотрим процесс смешивания воздуха различных параметров в $I-d$ – диаграмме влажного воздуха.

Влажный воздух с параметрами j_1 , d_1 и I_1 с массой M_1 (состояние точки A) смешивается с воздухом (или газом) с параметрами Φ_2 , d_2 , I_2 (состояние точки B) с массой M_2 .

Уравнение баланса массы:

$$M_1 \cdot I_1 + M_2 \cdot I_2 = (M_1 + M_2) \cdot I_{см}. \quad (13.11)$$

Обозначим $\frac{M_2}{M_1} = n$ – коэффициент смешения или в случае сушки – коэффициент рециркуляции. Тогда можно записать:

$$I_1 + I_2 \cdot n = (1 + n) \cdot I_{см}. \quad (13.12)$$

Аналогично для влагосодержаний:

$$d_1 + d_2 \cdot n = (1 + n) \cdot d_{см}. \quad (13.13)$$

Из данных выражений получим:

$$\begin{aligned} n(I_2 - I_{см}) &= I_{см} - I_1; \\ n(d_2 - d_{см}) &= d_{см} - d_1. \end{aligned} \quad (13.14)$$

или

$$\frac{I_2 - I_{см}}{d_2 - d_{см}} = \frac{I_{см} - I_1}{d_{см} - d_1}. \quad (13.15)$$

Из уравнения (13.15) следует, что точка характеризующая состояние смеси лежит на прямой, определяется значением $d_{см}$ и $I_{см}$:

$$n = \frac{d_{см} - d_1}{d_2 - d_{см}} = \frac{I_{см} - I_1}{I_2 - I_{см}} = \frac{AC}{BC}. \quad (13.16)$$

Следовательно точка C ($d_{см}, I_{см}$) делит прямую AB на отрезки отношение, которых равно n , т.е.:

$$d_{см} = \frac{d_1 + d_2 \cdot n}{1 + n}; \quad (13.17)$$

$$I_{см} = \frac{I_1 + I_2 \cdot n}{1 + n}. \quad (13.18)$$

Если прямая AB пересекает линию $\Phi = 1$ и точка C лежит ниже кривой насыщения, что указывает на конденсацию водяного пара при смешении. То-

гда из точки C необходимо провести линию $I = const$ до $\phi = 1$. И эта точка определяет действительное состояние смеси воздуха. Изобразим на рис 13.2 процесс смешивания воздуха различных параметров.

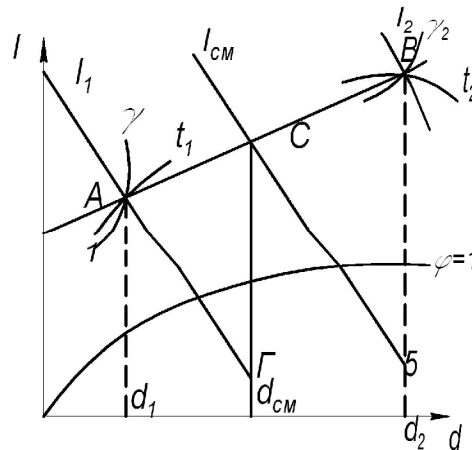


рис 13.2

Соотношения (13.17) и (13.18) легко доказать если воспользоваться подобием треугольников $AC\Gamma$ и BCB . Из подобия имеем:

$$\frac{BC}{AC} = \frac{BB}{C\Gamma} = \frac{I_2 - I_{cm}}{I_{cm} - I_1} = \frac{d_2 - d_{cm}}{d_{cm} - d_1} = \frac{1}{n} \quad \text{или} \quad (13.19)$$

$$\frac{AC}{BC} = \frac{d_{cm} - d_1}{d_2 - d_{cm}} = \frac{I_{cm} - I_1}{I_2 - I_{cm}} = n. \quad (13.20)$$

Из полученных выражений получаются уравнения (13.17) и (13.18).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется влажным воздухом?
2. Что называется насыщенным и ненасыщенным влажным воздухом?
3. Что называется абсолютной и относительной влажностью воздуха?
4. Что называется температурой мокрого термометра и температурой точки росы?
5. Запишите уравнения для определения плотности и энтальпии влажного воздуха.
6. Как определяется влагосодержание влажного воздуха?
7. Дайте описание $i-d$ -диаграмме влажного воздуха и покажите как изображаются линия подогрева воздуха, процесс испарения, и как найти температур мокрого термометра?

14 СМЕСЬ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

14.1 Основные свойства газовых смесей

На практике очень часто приходится иметь дело с газообразными веществами, близкими по свойствам к идеальным газам и представляющим механическую смесь отдельных газов, например топочные газы, доменные газы, воздух и т.д. Поэтому необходимо уметь определять основные параметры газовой смеси.

Под газовой смесью понимается смесь отдельных газов, не вступающая между собой ни в какие химические реакции. Каждый газ в смеси независимо от других газов полностью сохраняет все свои свойства и ведет себя так, как если бы он один занимал весь объем. Каждый газ создает свое давление на стенки сосуда, которое называется парциальным.

Каждый газ в смеси подчиняется уравнению состояния Клайперона. Газовая смесь газов подчиняется закону Дальтона: общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов:

$$p_{см} = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i. \quad (14.1)$$

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

Параметры газовой смеси определяются по уравнению Клайперона:

$$pV = MRT.$$

Все величины, входящие в уравнение, относятся к смеси газов.

Способы задания смеси газов.

Газовая смесь может быть задана массовыми, объемными и мольными долями. Массовой долей называется отношение массы отдельного газа к общей массе смеси:

$$g_1 = \frac{M_1}{M_{см}}; g_2 = \frac{M_2}{M_{см}}; g_n = \frac{M_n}{M_{см}},$$

где: g_1, g_2, g_n – массовые доли, M – масса смеси.

Сумма массовых долей:

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = \sum_{i=1}^n g_i = 1$$

Сумма всех масс газов:

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

Объемной долей называется отношение приведенного объема отдельного газа к общему объему газов:

$$r_1 = \frac{V_1}{V_{см}}; r_2 = \frac{V_2}{V_{см}}; r_n = \frac{V_n}{V_{см}},$$

где r_1, r_2, r_n – объемные доли газов, $V_{см}$ – объем смеси.

Приведенным объемом газа называется объем, который занимал бы этот газ, если бы его температура и давление равнялись бы температуре и давлению смеси газов. Парциальные давления определяются по закону Бойля-Мариотта:

$$V_1 = \frac{p_1 V_{см}}{p_{см}}; V_2 = \frac{p_2 V_{см}}{p_{см}}; V_n = \frac{p_n V_{см}}{p_{см}}.$$

Сумма приведенных объемов газов равна:

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i = V_{см}.$$

Сумма объемных долей:

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = \sum_{i=1}^n r_i = 1.$$

Задание смеси мольными долями равнозначно заданию объемными долями на основании закона Авогадро.

Соотношения между массовыми и объемными долями на основе закона Авогадро:

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{\nu}{\nu_i} = \frac{\mu_i}{\mu} = \frac{R}{R_i}, \quad (14.2)$$

где ρ_i, ν_i, μ_i – плотность, удельный объем, молекулярная масса каждого отдельного газа, а ρ, ν, μ – для смеси газов.

Можно записать соотношение:

$$g_i = \frac{\rho_i}{\rho} \cdot r_i; r_i = \frac{\mu}{\mu_i} \cdot g_i \quad (14.3)$$

Массовый состав смеси определяется по выражению:

$$g_i = \frac{r_i \cdot \mu_i}{\sum r_i \mu_i} \quad (14.4)$$

Средняя молекулярная масса смеси газов через объемные доли:

$$\mu_{см} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot \mu_i = r_1 \cdot \mu_1 + r_2 \cdot \mu_2 + \dots + r_n \cdot \mu_n \quad (14.5)$$

Средняя молекулярная масса смеси газов через массовые доли:

$$m_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{m_i}} = \frac{1}{\frac{g_1}{m_1} + \frac{g_2}{m_2} + \dots + \frac{g_n}{m_n}}. \quad (14.6)$$

Газовая постоянная смеси газов через массовые доли:

$$R_{см} = \sum g_i \cdot R_i = g_1 \cdot R_1 + g_2 \cdot R_2 + \dots + g_n \cdot R_n, \quad (14.7)$$

где газовые постоянные отдельных газов определяются:

$$R_1 = \frac{8314}{\mu_1}; R_2 = \frac{8314}{\mu_2}; R_n = \frac{8314}{\mu_n}$$

Газовая постоянная смеси газов через объемные доли:

$$R_{см} = \frac{1}{\sum \frac{r_i}{R_i}} = \frac{1}{\frac{r_1}{R_1} + \frac{r_2}{R_2} + \dots + \frac{r_n}{R_n}}. \quad (14.8)$$

Парциальные давления отдельных компонентов газов через объемные доли:

$$p_i = p_{см} \cdot r_i; \sum p_i = p_{см};$$

Через массовые доли:

$$p_i = p_{см} \cdot g_i \frac{R_i}{R_{см}}, \sum p_i = p_{см}.$$

Масса смеси газов определяется по уравнению:

$$M_{см} = \frac{p_{см} \cdot V_{см}}{R_{см} \cdot T_{см}}. \quad (14.9)$$

Масса отдельных компонентов газовой смеси:

$$M_i = M_{см} \cdot g_i.$$

Приведенные объемы компонентов смеси газов:

$$V_i = r_i \cdot V_{см} \text{ (при } p_{см} \text{ и } T_{см} \text{)}.$$

Парциальные плотности отдельных компонентов смеси (при $p_{см}$ и $T_{см}$):

$$r_i = \frac{M_i}{V_{см}}.$$

Плотности компонентов при заданных условиях (при p_i и $T_{см}$):

$$r_i = \frac{M_i}{V_i}.$$

Определение плотности смеси газов при заданных условиях (при $p_{см}$ и $T_{см}$):

а) через объемные доли:

$$r_{см} = \sum r_i \cdot r_i;$$

б) через массовые доли:

$$r_{см} = \frac{1}{\sum \frac{g_i}{r_i}};$$

в) через парциальные плотности компонентов смеси газов:

$$r_{см} = \sum r_i = r_1 + r_2 + \dots + r_n.$$

Проверка расчетов $r_{см} = \frac{M_{см}}{V_{см}}$.

Определение теплоемкости смеси газов:

а) через объемные доли:

$$c' = \sum r_i c'_i = r_1 c'_1 + r_2 c'_2 + \dots + r_n c'_n;$$

б) через массовые доли:

$$c = \sum g_i c_i = g_1 c_1 + g_2 c_2 + \dots + g_n c_n.$$

Средние теплоемкости c'_i и c_i определяются по выражениям:

$$c_i \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{c_i \Big|_0^{t_2} t_2 - c_i \Big|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}, \text{ для каждого компонента газовой смеси.}$$

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое газовая смесь?
2. дать формулировку закона Дальтона.
3. Что называется парциальным давлением?
4. Что называется массовой, объемной и мольной долей?
5. Как определяется газовая постоянная, молекулярная масса, парциальное давление газа по массовым и объемным долям?
6. Какая существует связь между массовыми и объемными долями?
7. Как определяются теплоемкости газовой смеси через массовые и объемные доли?

15 ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

15.1 Температурное поле, температурный градиент и тепловой поток

Теплопроводностью называется процесс передачи тепла при непосредственном соприкосновении отдельных частиц тела или отдельных тел, имеющих различные температуры. Теплопроводность обусловлена движением микрочастиц тела. При этом в металлах тепловой поток переносится вследствие движения свободных электронов (так же, как и перенос электрических зарядов), в твердых неметаллических телах и жидкостях – упругими волнами, в газах – за счет беспорядочного молекулярного движения.

Процесс теплопроводности связан с распределением температуры внутри тела. Совокупность значений температуры для всех точек пространства в данный момент времени называется температурным полем. Таким образом, температурное поле является функцией координат тела x, y, z и времени t :

$$T = f(x, y, z, t) \quad (15.1)$$

Выражение (15.1) является уравнением трехмерного (зависящего от трех координат) и нестационарного (зависящего от времени) температурного поля.

Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стационарного температурного поля если $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$; $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$; $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$:

$$T = f_1(x) \quad (15.2)$$

Если в теле соединить точки, имеющие одинаковую температуру, то получим поверхность равных температур – изотермическую поверхность. Такие поверхности не могут пересекаться (тогда в одной и той же точке были бы две разные температуры); они либо замыкаются на себя, либо обрываются на границах тела.

Изменение температуры в теле наблюдается лишь в направлениях, пересекающих изотермические поверхности. При этом наибольшее изменение температуры будет иметь место в направлении нормали n к поверхности (рис 15.1).

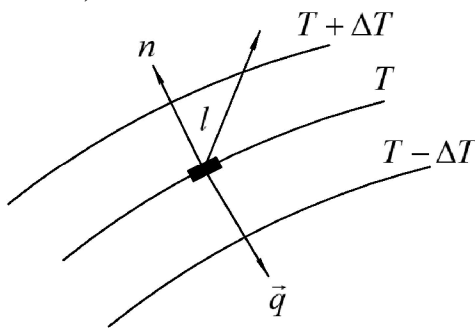


рис 15.1

Предел отношения изменения температуры к расстоянию между изотермами по нормали Δn , когда эта величина стремится к нулю, называется температурным градиентом:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta T}{\Delta n} \right) = \frac{\partial T}{\partial n} = \text{grad}T, \text{ К/м.}$$

В соответствии с геометрическим смыслом первой производной температурный градиент является вектором, направленным по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры (рис. 15.1). В соответствии с физическим смыслом первой производной температурный градиент характеризует скорость измерения температуры тела.

В соответствии со вторым законом термодинамики тепло самопроизвольно переносится в сторону убывания температуры. Удельная мощность (плотность) теплового потока \vec{q} , Вт/м², отнесенная к единице изотермической поверхности является вектором, направление которого совпадает с направлением распространения тепла. Следовательно, векторы температурного градиента и плотности теплового потока направлены в противоположные стороны (рис 15.1).

15.2 Закон Фурье. Коэффициент теплопроводности

Плотность теплового потока, переданного в процессе теплопроводности, прямо пропорциональна величине температурного градиента:

$$\dot{q} = -l \text{grad}T, \quad (15.3)$$

где λ – коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом теплопроводности.

Уравнение (15.3) является основным уравнением теплопроводности – уравнением Фурье. Знак «минус» в этом уравнении как раз и указывает на то, что векторы \dot{q} и $\text{grad}T$ направлены в противоположные стороны.

Коэффициент теплопроводности характеризует способность тел проводить тепло и является физическим свойством вещества. Физический смысл этого коэффициента следует из анализа уравнения (15.3). Записывая это уравнение в скалярном виде, величину коэффициента теплопроводности можно представить как:

$$l = \left| \frac{q}{\text{grad}T} \right| = \frac{q}{\frac{\Delta T}{l}}, \quad (14.4)$$

где: ΔT – изменение температуры в теле, K ; l – расстояние, на котором произошло это изменение температуры, м.

Если положить $\Delta T = 1K$ и $l = 1m$, то $l = q$. Следовательно, коэффициент теплопроводности численно равен количеству тепла, которое проходит в единицу времени через единицу изотермической поверхности при температурном градиенте, равном единице. Размерность этой величины следует из (15.4):

$$\frac{Вт}{м^2 K / м} = \frac{Вт}{мК}.$$

Величина коэффициента теплопроводности в общем случае зависит от структуры тела, его плотности, влажности и температуры.

Для большинства тел зависимость коэффициента теплопроводности от температуры t °C имеет линейный характер:

$$l = l_0 (1 \pm \epsilon t), \quad (15.5)$$

где λ_0 – коэффициент теплопроводности при температуре 0°C;

ϵ – опытный коэффициент.

Знак (\pm) в выражении (15.5) означает, что с ростом температуры величина λ , может возрастать и убывать. В практических расчетах коэффициент теплопроводности определяют по среднеарифметическому из крайних значений температур тела.

Наибольшим коэффициентом теплопроводности обладают металлы, наименьшим – газы и берутся из справочных таблиц.

Особый интерес для нас представляет коэффициент теплопроводности текстильных и обувных материалов. Как известно, материалы одежды и обуви не являются твердыми телами, имеющими непрерывную среду, а представляют собой систему из очень большого числа волокон, отделенных одно от другого порами различной формы и размеров заполненных воздухом. Передача тепла в таких материалах складывается из передачи тепла теплопроводностью через парообразующий волокнистый скелет, теплопроводностью и конвекцией через поры и излучением между стенками пор.

Ввиду такой сложности процесса переноса теплоты обычно принимают для его описания уравнение Фурье но под коэффициентом теплопроводности понимают некоторый условный коэффициент, который численно характеризует способность материалов передавать тепло всеми указанными способами. Эту величину называют эффективным коэффициентом теплопроводности $I_{эф}$.

Для текстильных и обувных материалов величина эффективного коэффициента теплопроводности изменяется в пределах $I_{эф} = 0,04...0,08$ Вт/м.К и находятся по справочным таблицам, которые составляются на основе эксперимента.

15.3 Теплопроводность через однослойные и многослойные плоские стенки

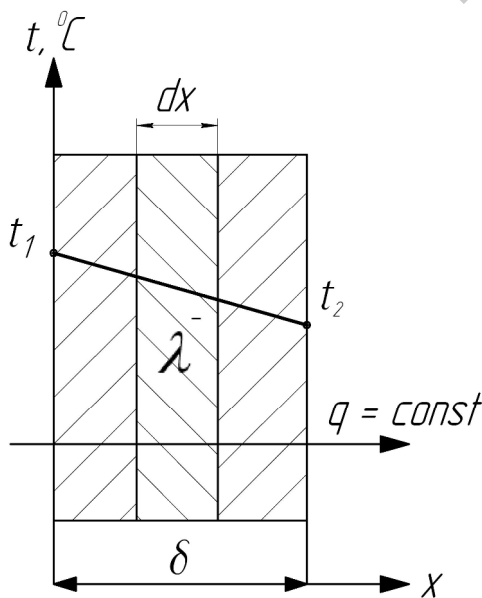


рис 15.2

Рассмотрим процесс передачи тепла в плоской однослойной стенке (рис 15.2), коэффициент теплопроводности которой является величиной постоянной ($I = const$). Будем полагать, что толщина стенки много меньше ее длины и, следовательно, температура изменяется только в направлении оси x (температурное поле одномерное и стационарное).

Уравнение Фурье для рассматриваемой стенки можно записать в виде:

$$q = -I \frac{dt}{dx}. \quad (15.6)$$

откуда

$$dt = -\frac{q}{I} dx. \quad (15.7)$$

Интегрируя (15.7), получаем:

$$t = -\frac{q}{l}x + C, \quad (15.8)$$

где C – постоянная интегрирования.

Выражение (15.8) является уравнением температурного поля в рассматриваемой стенке. Из (15.8) следует, что температура в однослойной плоской стенке изменяется по закону прямой линии (рис 15.2).

Постоянная интегрирования определяется из граничных условий:

при $x = 0$ и $t = t_1 = C$ и при $x = d; t = t_2$. Подставляя эти значения в уравнение (15.8), получаем выражение для расчета теплового потока, передаваемого теплопроводностью через однослойную плоскую стенку:

$$q = \frac{l}{d}(t_1 - t_2). \quad (15.9)$$

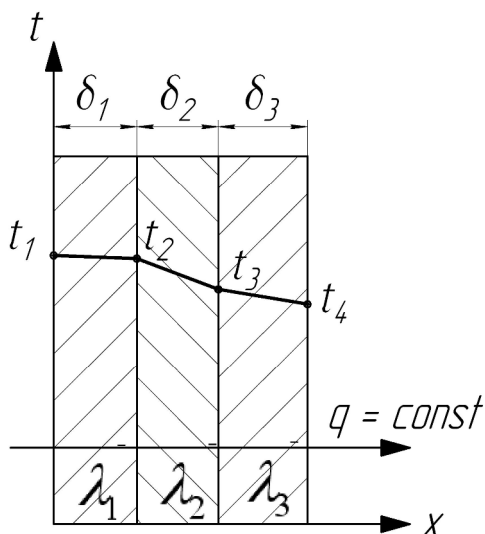
Отношение $\frac{l}{d}$ называется тепловой проводимостью стенки, а обратная величина $\frac{d}{l} = R_t$ тепловым (термическим) сопротивлением.

С учетом этого уравнение (15.8) примет вид:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{R_t}. \quad (15.10)$$

Уравнение (15.10) является аналогом закона Ома для цепи постоянного тока. Электротепловая аналогия (ЭТА) является следствием того факта, что перенос электрических зарядов и перенос тепла в проводниках осуществляется одними и теми же носителями - свободными электронами.

На практике очень часто встречаются многослойные стенки, состоящие из нескольких плоских слоев различных материалов. Проведем вывод уравнения для этого случая, полагая, что отдельные слои плотно, без зазоров, прилегают друг к другу и не возникает контактный теплообмен. Запишем уравнения теплопроводности для каждого слоя для стационарного состояния (рис 15.3)



$$q = \frac{l_1}{d_1}(t_1 - t_2);$$

$$q = \frac{l_2}{d_2}(t_2 - t_3)$$

$$q = \frac{l_3}{d_3}(t_3 - t_4)$$

Решаем эти уравнения совместно и складывая, получим:

рис 15.3

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{d_1}{l_1} + \frac{d_2}{l_2} + \frac{d_3}{l_3}} \quad (15.11)$$

Знаменатель представляет полное термическое сопротивление многослойной стенки. Неизвестные температуры в каждом слое стенки найдем по уравнениям:

$$t_2 = t_1 - q \frac{d_1}{l_1}; t_3 = t_4 - q \frac{d_4}{l_4}.$$

Изменение температуры в многослойной стенке представляет ломаную линию.

Для многослойной стенки, состоящей из n – слоев уравнение имеет вид:

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{d_i}{l_i}} - \text{полное термическое сопротивление многослойной}$$

стенки.

15.4 Теплопроводность через однослойную и многослойную цилиндрическую стенку

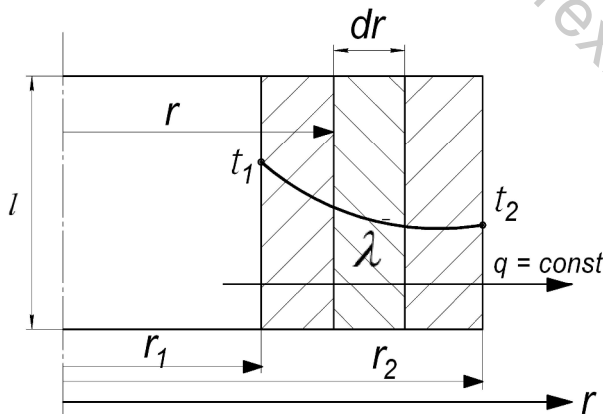


рис 15.4

На рис 15.4 показана однослойная цилиндрическая стенка длиной l внутренним радиусом r_1 и внешним r_2 . Коэффициент теплопроводности материала стенки является величиной постоянной и от температуры не зависит ($\lambda = \text{const}$). Будем считать, что толщина стенки много меньше ее длины ($r_2 - r_1 \ll l$) и, следовательно,

температура изменяется только в направлении r (температурное поле одномерное и стационарное). Выделим внутри стенки кольцевой слой радиусом r и толщиной dr , ограниченный изотермическими поверхностями.

Уравнение закона Фурье для рассматриваемой стенки можно записать в виде:

$$Q = -l \frac{dt}{dr} F, \text{ Вт}, \quad (15.12)$$

где $F = 2\pi r l$ – площадь выделенного кольцевого слоя.

Разделяя переменные, получим:

$$dt = \frac{Q}{2\pi l} \cdot \frac{dr}{r}; \quad (15.13)$$

а после интегрирования:

$$t = \frac{Q}{2\pi l} \ln r + C, \quad (15.14)$$

где C – постоянная интегрирования.

Выражение (15.14) является уравнением температурного поля в рассматриваемой стенке.

Из (15.14) следует, что температура в однослойной цилиндрической стенке изменяется по логарифмическому закону (рис 15.4).

Постоянная интегрирования определяется из граничных условий: при $r = r_1$, $t = t_1$ и при $r = r_2$, $t = t_2$. Подставляя эти условия в уравнение (15.14), получаем расчетное выражение для определения мощности теплового потока через однослойную цилиндрическую стенку:

$$Q = \frac{\pi l (t_1 - t_2)}{\frac{1}{2l} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{\pi l (t_1 - t_2)}{\frac{1}{2l} \ln \frac{d_2}{d_1}}, \quad (15.15)$$

где d_1 и d_2 – соответственно внутренний и внешний диаметры стенки.

При проведении практических расчетов мощность теплового потока относят к единице длины стенки l .

В этом случае уравнение (15.15) примет вид:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\pi (t_1 - t_2)}{\frac{1}{2l} \ln \frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м.} \quad (15.16)$$

Рассмотрим теплопроводность через многослойную цилиндрическую стенку. Контакт прилегающих слоев плотный, без зазоров (рис 15.5).

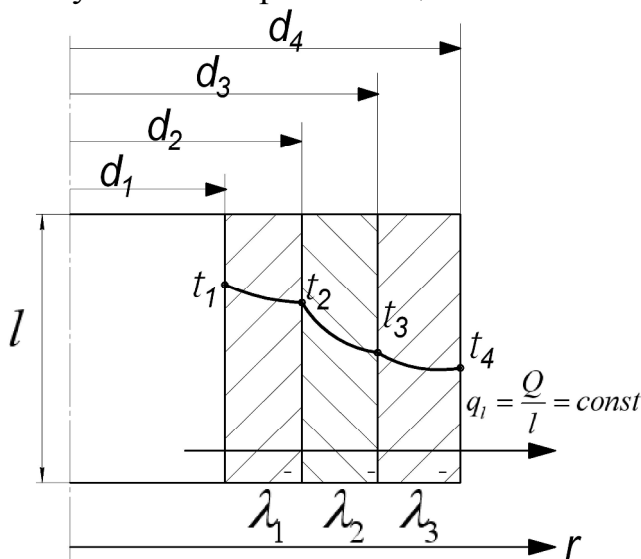


рис 15.5

При стационарном тепловом режиме для каждого слоя можно записать

$$q_l = \frac{\pi (t_1 - t_2)}{\frac{1}{2l_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}};$$

$$q_l = \frac{\pi (t_2 - t_3)}{\frac{1}{2l_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2}};$$

$$q_l = \frac{\pi (t_3 - t_4)}{\frac{1}{2l_3} \cdot \ln \frac{d_4}{d_3}}$$

Решая уравнения относительно разности температур и почленно складывая, получим уравнение теплопроводности для трехслойной цилиндрической стенки.

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{p(t_1 - t_2)}{\frac{1}{2l_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2l_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2l_3} \cdot \ln \frac{d_4}{d_3}}. \quad (15.17)$$

Для многослойной цилиндрической стенки из n слоев:

$$q_l = \frac{p(t_1 - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2l_i} \cdot \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}$$

Температуры между слоями находятся из уравнений теплопроводности для отдельных слоев:

$$t_2 = t_1 - \frac{q_l}{p} \cdot \frac{1}{2l_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}; \quad (15.18)$$

$$t_3 = t_4 - \frac{q_l}{p} \cdot \frac{1}{2l_3} \cdot \ln \frac{d_4}{d_3} \quad (15.19)$$

Температурная кривая представляет собой ламинарную логарифмическую кривую.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется температурным полем?
2. Что называется теплопроводностью?
3. Что называется коэффициентом теплопроводности?
4. Чем отличается температурное поле при стационарном режиме от температурного поля при нестационарном режиме?
5. Запишите закон теплопроводности Фурье.
6. Что называется температурным градиентом?
7. Запишите уравнение теплопроводности для однослойной и многослойной плоской стенки.
8. Напишите уравнение теплопроводности для однослойной и многослойной цилиндрической стенки.
9. Что называется термическим сопротивлением стенки?
10. Запишите термические сопротивления для плоской и цилиндрической стенки.

16 КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

16.1 Основные факторы, влияющие на интенсивность теплоотдачи и физическая сущность теплообмена

Конвективным теплообменом или теплоотдачей называется процесс переноса тепла между движущейся жидкостью и поверхностью твердого тела. В дальнейшем под термином «жидкость» понимаются капельные и газообразные тела.

Процесс конвективного теплообмена одновременно осуществляется действием теплопроводности и конвекции.

К числу важнейших факторов, которыми определяется интенсивность теплоотдачи, относятся скорость потока и физические свойства среды. Величина скорости зависит от природы возникновения движения жидкости и газа, температурных условий и конфигурации канала. Различают свободное и вынужденное движения. *Свободным движением*, или *естественной конвекцией*, называется движение, возникающее вследствие разности плотностей нагретых и холодных масс жидкости. Интенсивность этого движения всецело определяется тепловыми нагрузками, родом жидкости и объемом пространства, в котором развивается процесс. Ясно, что с увеличением количества подводимой теплоты интенсивность свободного движения будет возрастать. Повышенная вязкость и стесненные условия будут препятствовать развитию этого движения.

Вынужденным называется движение, возникающее в результате внешних воздействий (насос, вентилятор и др.). Как правило, скорость потока при вынужденном движении значительно больше, чем при свободном, поэтому интенсивность теплоотдачи будет выше. Одновременно с вынужденным может существовать и свободное движение. Однако при больших скоростях влиянием свободного движения можно пренебречь из-за его малости.

Со скоростью потока неразрывно связан режим движения жидкости. Как известно, поток может быть ламинарным или турбулентным. Для ламинарного режима характерным является струйчатое, параллельное стенкам канала движение, а для турбулентного – хаотическое, сопровождающееся перемешиванием потока. Во втором случае у стенки канала всегда имеется тонкий, так называемый пограничный, слой жидкости, в котором сохраняется ламинарный характер движения. Роль его в конвективном движении очень велика (рис 16.1).

При движении жидкости возникают силы трения, особенно значительные вблизи ограничивающих течение поверхностей. Поэтому гидродинамическое взаимодействие жидкости или газа с твердым телом при условии различных скоростей их движения сопровождаются образованием на границе раздела (твердая поверхность) слоя среды, движущегося со скоростью, отличной от скорости жидкости (*динамический пограничный слой*). Его образование всецело определяется силами вязкости.

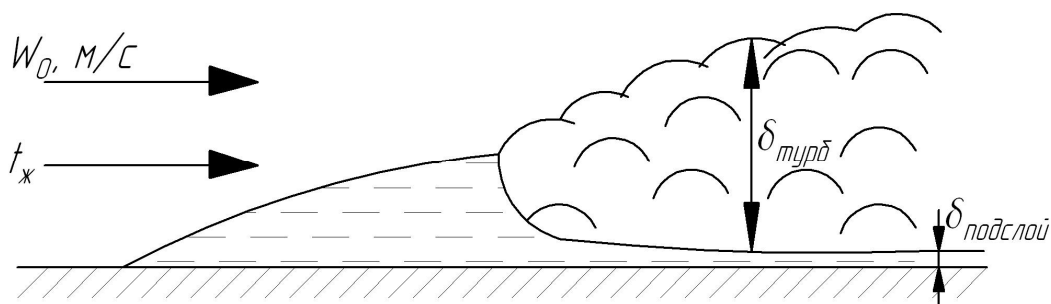


рис 16.1

Если поток обтекает неподвижное тело, то образуется слой заторможенной жидкости. Скорость возрастает по его толщине от нуля (на поверхности тела) до скорости потока. Толщина d пограничного слоя обычно мала по сравнению с характерным размером обтекаемого тела или поверхно-

сти: $\frac{d}{l} \ll 1$.

Если гидродинамическое взаимодействие сопровождается теплообменом между средой и телом, то у его поверхности наблюдается также резкое изменение температуры – *тепловой пограничный слой*, толщина которого всегда больше толщины динамического пограничного слоя. Согласно опытным данным, разница между ними для струи составляет примерно 30%, для стенки эта разница меньше.

При сушке материала над его поверхностью образуется слой газа, насыщенного водяными парами, – *диффузионный пограничный слой*.

Область течения вязкой теплопроводной жидкости, характеризующаяся малой (по сравнению с продольными размерами) толщиной и большим поперечным градиентом величины, изменением которой обусловлен процесс переноса количества движения, теплоты, вещества, называется *пограничным слоем*.

Таким образом, различают динамический, тепловой и диффузный пограничные слои. Образуются они у поверхности, но толщина их различна. Толщина пограничного слоя – условная величина, определяемая для динамического, теплового или диффузного пограничных слоев как расстояние по нормали от стенки, на котором основная переменная величина (продольная составляющая скорости, температура или концентрация соответственно) с заданной точностью достигает своего предельного значения вдали от стенки. Отличаются эти пограничные слои друг от друга тем, что динамический характеризуется большим поперечным градиентом продольной составляющей скорости, тепловой – большим градиентом концентрации водяных паров.

Толщина пограничного слоя, а также режим движения жидкости в нем играют существенную роль в теплообмене тела со средой, так как указанный слой отесняет среду от поверхности.

При наличии ламинарного пограничного слоя перенос теплоты через него осуществляется теплопроводностью, а так как жидкости и газы плохо проводят теплоту (коэффициент теплопроводности их невелик), то ламинарный слой является значительным термическим сопротивлением, численное значе-

ние которого прямо пропорционально его толщине. При переходе ламинарного пограничного слоя в турбулентный это сопротивление намного уменьшается, так как перенос теплоты облегчается интенсивным перемешиванием среды внутри самого пограничного слоя. Однако даже при развитом турбулентном пограничном слое под ним всегда имеется прослойка с ламинарным режимом движения (вязкий подслой), который и оказывает в этом случае основное термическое сопротивление.

Существенную роль в переходе ламинарного пограничного слоя в турбулентный наряду со скоростью играет форма обтекаемого тела, а также начальная турбулентность набегающего потока. На поверхности тела с большей шероховатостью толщина образующегося пограничного слоя при прочих равных условиях будет больше. При поперечном омывании трубы или обтекании шара толщина пограничного слоя с увеличением диаметра будет возрастать, а интенсивность теплоотдачи будет уменьшаться.

Режимы движения в процессе теплоотдачи играют немаловажную роль потому, что им определяется механизм переноса теплоты. При ламинарном режиме перенос теплоты поперек потока осуществляется в основном теплопроводностью, а так как коэффициент теплопроводности для жидкостей и газов имеет небольшую величину, то теплоотдача в этом случае будет затруднена. При турбулентном режиме благодаря интенсивному перемешиванию в ядре потока основное термическое сопротивление теплоотдаче будет оказывать пограничный слой, перенос теплоты через который будет оказывать заметного сопротивления. Таким образом, при турбулентном режиме интенсивность теплоотдачи будет выше, чем при ламинарном.

Переход ламинарного режима в турбулентный определяется безразмерным комплексом, называемым числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{wd}{\nu},$$

где w – скорость потока; ν – его кинематическая вязкость; d – диаметр канала. Критическое значение Re , при котором наблюдается указанный переход приблизительно равно 2300. При наличии местных возмущений турбулизация потока может произойти при меньших значениях Re .

Как видно, режим движения и, следовательно, интенсивность теплоотдачи находятся в прямой зависимости от скорости потока и в обратной зависимости от вязкости среды, относящейся к физическим параметрам.

Между отдельными слоями движущейся жидкости, имеющими различные скорости, всегда возникает сила внутреннего трения, противодействующая движению. Величина этой силы зависит от вязкости среды, с повышением которой при неизменных остальных параметрах перемешиванием жидкости затрудняется (величина числа Рейнольдса уменьшается) и, следовательно, интенсивность теплоотдачи падает.

В технике в качестве теплоносителей применяются самые разнообразные вещества: воздух, газы, вода, масла, ртуть, которые имеют различные физические параметры (вязкость, коэффициенты теплопроводности и температу-

ропроводности, теплоемкость и плотность), каждый из которых в большей или меньшей степени влияет на конвективный теплообмен.

Существенное влияние физических свойств среды на интенсивность теплоотдачи обнаруживается при сравнении газообразной и жидкой сред. Например, на воздухе раскаленное тело охлаждается очень медленно, в то время как в воде – моментально. Объясняется это прежде всего различием плотностей воздуха и воды. Газы являются сильно разреженными средами, их плотность в сотни раз меньше плотности жидкостей, поэтому точек контакта газов с теплоотдающей поверхностью будет значительно меньше и, следовательно, коэффициент теплоотдачи во много раз ниже.

В зависимости от формы и размеров теплоотдающей поверхности, а также ориентации ее в пространстве, изменяются условия обтекания тела, степень турбулизации потока. Это, в конечном счете, также сказывается на интенсивности теплоотдачи. При свободном движении жидкости весьма существенную роль играет размер поверхности по вертикали. От этого размера во многом зависит толщина пограничного слоя и возможность его перехода от ламинарного режима к турбулентному.

Таким образом, для изменения условий обтекания пластины и, следовательно, интенсивности теплоотдачи достаточно повернуть пластину вокруг некоторой оси. Если же ее расположить горизонтально, то условия обтекания усложняются.

Кроме названных факторов, на величину коэффициента теплоотдачи влияет также объем пространства, в котором развивается процесс, расстояние от теплоотдающей поверхности до окружающих предметов и др. Получить расчетное уравнение, которым учитывалось бы влияние всех перечисленных факторов, не представляется возможным, поэтому до сих пор при расчете конвективного теплообмена пользуются очень простым уравнением Ньютона, а основная трудность задачи в определении коэффициента теплоотдачи.

Общее количество теплоты, передаваемой при теплоотдаче от среды к поверхности тела, определяется из выражения:

$$Q = aF(t_c - t_n)t,$$

где a – коэффициент теплоотдачи; F – площадь тепловоспринимающей поверхности; t_c и t_n – температура соответственно среды и поверхности тела; t – время.

Коэффициент теплоотдачи определяет условия теплообмена между поверхностью тела и средой и представляет собой количество теплоты, отдаваемой единицей поверхности (или воспринимаемой ею) в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и средой в один градус. Таким образом, он характеризует интенсивность теплоотдачи.

Коэффициент теплоотдачи является сложной функцией всех вышеперечисленных факторов: скорости потока w , физических свойств среды (плотности ρ , вязкости η , теплоемкости c , коэффициента теплопроводности λ , коэффициента температуропроводности a , которые зависят от температуры, формы Φ и размеров $l_1, l_2 \dots$ тела и других факторов:

$$a = f(w, r, n, c, a, t_c, t_n, \Phi, l_1, l_2, \dots).$$

Анализ показывает, что для каждого вещества значения a изменяются в большом интервале. Это объясняется влиянием скорости потока и температурных условий, а также других факторов. Большая разница в значениях a наблюдается для теплоносителей различного агрегатного состояния, что обусловлено прежде всего различием плотностей газов и жидкостей.

В случае теплообмена между жидкостью и твердым телом интенсивность теплообмена (коэффициент теплоотдачи a намного выше, чем при теплообмене между газом и твердым телом. Это обстоятельство используется в технике (эмульсионное охлаждение режущего инструмента при обработке металлов, закалка изделий, водяное охлаждение двигателей внутреннего сгорания и т.д.).

Максимальные значения коэффициента теплоотдачи достигаются при изменении агрегатного состояния среды (кипение или конденсация), так как при этом происходит выделение или поглощение значительного количества теплоты. Такой метод охлаждения находит все более широкое применение и, в частности, используется в космонавтике (охлаждение корпуса космического корабля, ракетного двигателя), в машиностроении при охлаждении режущего инструмента и т.д.

При обработке металлов резанием выделяется значительное количество теплоты. Повышение производительности труда и увеличение срока службы режущего инструмента достигается применением охлаждающих жидкостей. В случае необходимости интенсивного отвода теплоты используется также охлаждение, сопровождающееся испарением жидкости. Для этого жидкость распыляется воздухом, мелкие капли ее испаряются на поверхности охлаждения, а теплота, необходимая для испарения, отбирается у охлаждаемой детали.

Таким образом, физические свойства среды играют первостепенную роль в конвективном теплообмене. Интенсификация теплоотдачи достигается за счет увеличения скорости среды, турбулизации потока, замены газообразной среды жидкой.

16.2 Основы теории подобия. Методы исследования конвективного теплообмена

Как установлено и теорией и практикой исследований конвективного теплообмена коэффициент теплоотдачи a является величиной очень сложной, зависящей от многих физических, геометрических и др. факторов и поэтому вывести некую общую формулу для определения a невозможно.

Поэтому при изучении различных физических явлений и процессов используется как теоретический (математический), так и экспериментальный методы исследования. Привлекая общие уравнения математической физики можно составить систему дифференциальных уравнений, описывающих целый класс явлений конвективного теплообмена, учитывающие как тепловые, так и гидродинамические условия теплообмена.

Такая система дифференциальных уравнений должна состоять:

1. Уравнение движения (в общем случае уравнение движения Навье-Стокса);
2. Уравнение энергии (теплопроводности Фурье-Кирхгофа);
3. Уравнение теплообмена Ньютона-Рихмана;
4. Уравнение сплошности (неразрывности).

Данная система уравнений на основе общих физических законов описывает целый класс явлений теплообмена.

Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена очень сложны и решить их в общем виде невозможно, поэтому на помощь привлекается экспериментальный метод исследования и теория подобия.

Решая уравнение или систему уравнений для условий конкретной задачи, определяемых условиями однозначности, получают зависимости, с помощью которых можно выполнить расчет, а также проанализировать влияние различных величин, характеризующих данное явление. Основным недостатком теоретического метода состоит в том, что в большинстве случаев нельзя решить дифференциальные уравнения. Трудности решения объясняются сложностью уравнений и условий однозначности. В этом случае явление можно исследовать экспериментальным путем.

При экспериментальном методе исследования полученные из опыта данные справедливы в основном для тех условий, в которых ставился опыт, и их нельзя произвольно распространять на другие условия. Однако, как показывает анализ, в определенных случаях результаты эксперимента можно применить и для других явлений, которые в какой-то степени отличаются от изученных. Основное требование, которое при этом должно быть выполнено, состоит в том, что явления были подобны друг другу.

Сущность подобия. Изучение условий подобия физических явлений составляет предмет теории подобия. В задачу этой теории входит определение пределов, в которых можно распространить опытные данные, полученные при определенных условиях.

Подобие физических явлений аналогично геометрическому подобию, но понимается более широко и распространяется не только на геометрические параметры, но и на все физические величины, которые определяют данное явление. Параметры одного из подобных явлений должны быть пропорциональны соответствующим параметрам другого в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени. Подобные явления отличаются друг от друга масштабами различных физических величин. Соотношения между физическими параметрами должны выбираться таким образом, чтобы после подстановки в уравнение, описывающее данный физический процесс, параметров двух подобных явлений полученные уравнения оказались тождественными.

Тождественность аналитических зависимостей является дополнительным условием, которое позволяет определить любой неизвестный параметр явления, подобного изученному. Например, таким путем можно найти коэффициент теплоотдачи для определенных условий, если экспериментально он

был определен для физически подобных условий. При этом все остальные величины, характеризующие оба подобных явления, должны быть известны.

Рассмотрим условия подобия процессов конвективного переноса по закону Фурье:

$$dQ = -l dF \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right). \quad (16.1)$$

Это же количество тепла определяется по уравнению Ньютона-Рихмана:

$$dQ = a(t_c - t_{жс}) dF. \quad (16.2)$$

Приравнявая получим:

$$a = -\frac{l}{t_c - t_{жс}} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right). \quad (16.3)$$

Это уравнение называется дифференциальным уравнением теплообмена.

Используем данное уравнение для подобных явлений теплообмена.

Для двух подобных явлений можно записать:

$$\left\{ \begin{aligned} a' &= -\frac{l'}{\Delta t'} \cdot \frac{\partial t'}{\partial n'} \\ a'' &= -\frac{l''}{\Delta t''} \cdot \frac{\partial t''}{\partial n''} \end{aligned} \right. \quad (16.4)$$

$$\left\{ \begin{aligned} a'' &= -\frac{l''}{\Delta t''} \cdot \frac{\partial t''}{\partial n''} \\ a' &= -\frac{l'}{\Delta t'} \cdot \frac{\partial t'}{\partial n'} \end{aligned} \right. \quad (16.5)$$

Отношения одноименных параметров называют константами подобия.

Введем константы подобия для всех параметров данного уравнения:

$$C_a = \frac{a''}{a'}; C_l = \frac{l''}{l'} = \frac{n''}{n'} = \frac{\partial n''}{\partial n'}; C_l = \frac{l''}{l'}; C_t = \frac{t''}{t'} = \frac{\Delta t''}{\Delta t'} = \frac{\partial t''}{\partial t'}.$$

Выразим все параметры второго явления через параметры первого и подставим в уравнение (16.4), получим:

$$a = \frac{C_a \cdot C_l}{C_l} \cdot \frac{l'}{\Delta t'} \cdot \frac{\partial t'}{\partial n'} \quad (16.6)$$

Уравнения (16.4) и (16.6) тождественны.

Из условия тождественности имеем:

$$\frac{C_a \cdot C_l}{C_l} = 1.$$

Следует, что выбор комплекса констант подобия ограничивается условием: любая комбинация констант подобия должна быть равна единице (первая теорема подобия).

После подстановки констант подобия для двух подобных явлений получим:

$$\frac{a' \cdot l'}{l'} = \frac{a'' \cdot l''}{l''}.$$

Для всей группы подобных явлений существуют безразмерные соотношения, которые, для подобных явлений численно одинаковы (первая теорема подобия).

Такие безразмерные комплексы называют критериями подобия и называют в честь ученых, которые внесли наибольший вклад в данную область науки.

Полученный безразмерный комплекс назван критерием Нуссельта (Nu):

$$Nu = \frac{a \cdot l}{l} = idem.$$

Обозначение *idem* (то же самое) применяется чтобы подчеркнуть, что безразмерные комплексы для подобных явлений имеют одинаковое значение ($Nu = idem$).

Для получения чисел подобия из дифференциальных уравнений прежде всего следует отбросить в этих уравнениях все индексы, знаки суммы, постоянные коэффициенты (они не определяют условий подобия и имеют одинаковые константы подобия), символы, выражающие дифференцирование, и т.д. Затем в результате некоторых преобразований можно получить безразмерные комплексы, которые будут являться числами подобия. Из более сложных дифференциальных уравнений, пользуясь определенным правилом, можно получить два и более чисел подобия.

В теории подобия применяются также числа подобия, представляющие собой отношения однородных величин, например температур, геометрических размеров и т.д. Они могут быть получены из условия, что константа подобия для данной физической величины является постоянной. Числа подобия этого типа называют *параметрическими* числами подобия. Для характеристики геометрического подобия часто используется параметрическое число подобия $K = x/X$, представляющее собой отношение координаты x данной точки к характерному размеру X тела.

Любое сочетание чисел подобия также представляет собой число подобия.

На основании второй теоремы подобия зависимости между переменными, характеризующими какой-либо процесс представляют в виде зависимостей между критериями подобия. Такие зависимости называются критериальными уравнениями. Следует, если критерии подобия для подобных явлений численно одинаковы, то и критериальные уравнения также численно одинаковы (вторая теорема подобия). Таким образом, результаты опытов следует обрабатывать в критериях подобия и зависимости между ними представлять в виде критериальных уравнений.

Третья теорема подобия устанавливает необходимые условия для подобия явлений переноса. Главный признак подобия явлений это подобие условий однозначности и равенство критериев входящих в условия однозначности.

Основные положения теории подобия можно сформулировать в следующих трех теоремах:

1. у подобных явлений одноименные числа подобия одинаковы;
2. решение дифференциального уравнения можно представить как функцию чисел подобия этого же уравнения;
3. условием подобия является пропорциональность сходственных параметров, входящих в условия однозначности, и равенство чисел подобия изучаемых явлений.

Первая теорема подобия утверждает, что у подобных явлений одноименные числа подобия должны иметь одну и ту же величину. Для подобных процессов теплоотдачи должны быть одинаковы значения числа Нуссельта Nu . Так как конвективный теплообмен является сложным процессом, который описывается системой из нескольких дифференциальных уравнений, то из них может быть получено несколько чисел подобия. Поэтому для подобия явлений теплоотдачи должны быть одинаковы и другие числа подобия, например число гидродинамического подобия (число Рейнольдса) и физического подобия (число Прандтля).

Выясним смысл второй теоремы подобия. Если дифференциальное уравнение не интегрируется, то, пользуясь методами теории подобия, на основе анализа дифференциального уравнения устанавливают безразмерные комплексы – числа подобия, а затем экспериментальным путем находят функциональную зависимость между ними. Полученное при этом уравнение подобия равнозначно интегралу дифференциального уравнения. Оно может быть использовано для анализа и расчета процесса, как и строгое решение дифференциальных уравнений. Эту зависимость можно рассматривать как решение дифференциального уравнения, полученное на основе эксперимента. Таким образом, решение дифференциального уравнения можно представить как функцию чисел подобия, полученных из этого же уравнения.

Первая теорема подобия является необходимым, но не достаточным признаком подобия. Для некоторых задач в условия однозначности могут входить параметры, которые отсутствуют в некоторых уравнениях. В этом случае должны быть также одинаковые все числа подобия, составленные из величин, которые входят в условия однозначности. В соответствии с третьей теоремой подобия необходимыми и достаточными условиями подобия являются пропорциональность сходственных параметров, входящих в условия однозначности, и равенство чисел подобия изучаемых явлений.

Вследствие того, что числа подобия состоят из нескольких переменных, каждое из них можно рассматривать как новую переменную. Количество переменных при этом сокращается, что облегчает исследование физических процессов и позволяет установить соответствующую функциональную зависимость. Преимущество этого метода состоит в том, что он позволяет, не интегрируя дифференциального уравнения, получать расчетные формулы. Таким образом, теория подобия дает общий метод преобразования дифференциальных уравнений в простейшие алгебраические выражения.

Так как все числа подобия взаимосвязаны для данного явления, то результаты эксперимента могут быть представлены в виде зависимостей между числами подобия. Полученные таким образом зависимости являются обоб-

ценными и могут быть использованы для других условий, подобных тем, при которых ставился эксперимент.

Итак, теория подобия позволяет не прибегая к интегрированию дифференциальных уравнений получить из них критерии подобия и на основе экспериментальных данных установить критериальные уравнения, справедливы для всех подобных процессов. Теория подобия является теорией эксперимента.

16.3 Критерии подобия теплообмена и критериальные уравнения

Из дифференциальных уравнений конвективного теплообмена с помощью методов теории подобия находятся следующие числа подобия:

$$Nu, Re, Gr, Pr.$$

Число *Нуссельта* Nu , характеризующее интенсивность теплообмена между твердым телом и средой, равно:

$$Nu = \frac{al}{I_{ж}},$$

где a – коэффициент теплоотдачи; l – определяющий (характерный) размер; $I_{ж}$ – коэффициент теплопроводности среды.

Обычно при расчете конвективного теплообмена число Nu является искомой величиной, так как в него входит коэффициент теплоотдачи, который неизвестен и подлежит определению, поэтому в уравнениях теплообмена оно всегда выступает в качестве функции. Число Nu представляет собой безразмерную форму коэффициента теплоотдачи.

Гидродинамические условия движения потока характеризуются числом *Рейнольдса*:

$$Re = \frac{wl}{n_{ж}}.$$

Это число представляет собой меру отношения инерционной силы к силе внутреннего трения. Оно является важнейшей характеристикой исследуемого процесса и обычно применяется в уравнениях подобия при расчете конвективного теплообмена в условиях вынужденного движения потока.

Физические свойства среды через коэффициент кинематической вязкости $n_{ж}$ и коэффициент температуропроводности a определяет число *Прандтля*:

$$Pr = \frac{n_{ж}}{a}, \quad a = \frac{I_{ж}}{r_{ж} c_{ж}}.$$

Для каждой среды, если предположить, что ее физические свойства неизменны, число Прандтля имеет вполне определенное численное значение. Для газов число Pr близко к единице, изменяется в небольших пределах 0,67-1,0 и зависит только от атомности газа. Например, для двухатомных газов $Pr = 0,72$, для жидкостей $Pr = 1 - 2500$; большие значения соответ-

вуют очень вязким жидкостям. Число Pr для жидких металлов изменяется в пределах 0,005–0,05. Очень малые значения Pr объясняются высокой теплопроводностью металлов.

Кинематическое подобие при свободном движении жидкости устанавливается числом *Грасгофа*:

$$Gr = b \frac{gl^3}{\nu_{ж}^2} \Delta t,$$

где b – коэффициент объемного расширения (для газа $b = 1/T$); g – ускорение свободного падения; Δt – разность температур между поверхностью тела и средой. Число *Грасгофа* характеризует процесс свободного движения жидкости, обусловленный различием плотности, причем причиной отмеченной неоднородности является температурное поле. Как видно из формулы, величина Gr находится в прямой зависимости от температурного напора, коэффициента объемного расширения среды, размера поверхности нагрева по вертикали, ускорения силы тяжести и обратно пропорционально вязкости, препятствующей развитию свободного движения. Число Gr применяется в уравнениях подобия, используемых для расчета конвективного теплообмена в условиях свободного движения жидкости.

Наиболее важными числами подобия применительно к конвективному теплообмену являются числа Нуссельта Nu , Рейнольдса Re , *Грасгофа* Gr и Прандтля Pr . Все величины, входящие в числа Re , Gr и Pr , обычно известны по условию задачи, поэтому они представляют собой определяющие числа подобия, являясь одновременно критериями подобия, и входят в обобщенные уравнения в качестве аргументов.

Температура, при которой определяются физические параметры $\nu_{ж}$, $\alpha_{ж}$, $\nu_{ж}$, входящие в числа подобия, называется *определяющей температурой*, а характерный размер тела или канала d , l , h – *определяющим размером*. В зависимости от условий конкретной задачи в качестве определяющей температуры принимается температура среды $t_{ж}$, или температура поверхности тела t_{cm} , или средняя температура пограничного слоя $t_m = 0,5(t_{ж} + t_{cm})$. В качестве определяющего размера для трубы принимается диаметр или высота в зависимости от ее ориентации в пространстве; для вертикальной пластины – высота и т.д. При обработке экспериментальных данных в форме уравнения подобия всегда указывается, какая температура и какой размер приняты в качестве определяющих.

В общем случае критериальные уравнения теплообмена имеют вид:

$$Nu = f(Re, Pr, Gr).$$

В случае вынужденного движения жидкости критериальное уравнение не содержит критерия *Грасгофа*, т.к. при турбулентном режиме движения по сечению канала исчезает разность температур из-за интенсивного перемешивания между частицами жидкости:

$$Nu = f(Re, Pr).$$

В случае свободного движения жидкости критериальное уравнение примет вид:

$$Nu = f(Gr, Pr).$$

Задачей экспериментальных исследований по конвективному теплообмену является установление уравнений вида:

$$Nu = A \cdot Re^m \cdot Pr^p \cdot Gr^n,$$

где коэффициенты A , m , p , n – устанавливаются экспериментально.

В процессе теплообмена все физические параметры и температура изменяются, что необходимо учитывать при обработке опытных данных. За определяющую температуру принимается температура жидкости $t_{жс}$, по которой определяются все физические параметры $l_{жс}$, $u_{жс}$, $Pr_{жс}$ и др., входящие в критерии подобия. За определяющий размер при вынужденном движении жидкости в трубах или внешнем обтекании независимо от положения трубы в пространстве принимается диаметр, а при движении в прямоугольных каналах эквивалентный диаметр $d_{экв} = 4f / c$; f – площадь сечения канала, c – смоченный периметр. При вынужденном обтекании горизонтальных плит за определяющий размер принимается линейный размер по набеганию потока.

При свободном движении жидкости за определяющий размер от вертикальных труб и поверхностей принимается размер по вертикали, для горизонтальных труб – диаметр. При свободном теплообмене от горизонтальных плит линейный размер плиты. За определяющую температуру – температура жидкости.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется конвективным теплообменом?
2. Какие различают виды конвекции?
3. Что называется пограничным слоем?
4. Какие режимы движения встречаются в технике и природе?
5. Приведите число Рейнольдса, его обозначение и размерность.
6. Назовите основные факторы, влияющие на конвективный теплообмен.
7. Дайте определение коэффициенту теплоотдачи.
8. Запишите уравнение теплообмена Ньютона-Рихмана.
9. Сформулируйте первую и вторую теорему подобия.
10. От каких величин зависит коэффициент теплоотдачи?
11. Почему для определения коэффициента теплоотдачи применяют теорию подобия?
12. Какими основными числами подобия характеризуется конвективный теплообмен?

13. Запишите числа Нуссельта, Грасгофа и Прандтля и сформулируйте их физический смысл.

14. Какие уравнения называются критериальными уравнениями теплообмена?

15. В какой форме в критериальных уравнениях даются указания на определяющий размер и температуру?

16. Какой вид имеют критериальные уравнения теплообмена для ламинарного и турбулентного режима движения жидкости?

17. Какой вид имеет критериальное уравнение при свободной конвекции?

18. Какие виды пучков труб применяются в теплообменных аппаратах?

19. Опишите, чем отличается характер омывания пучков труб при поперечном движении жидкости.

20. Опишите механизм возникновения свободного потока и теплоотдачи от вертикальной стенки или трубы при обтекании жидкостью.

21. Что необходимо принимать за определяющий размер и определяющую температуру при свободной конвекции при различном расположении в пространстве?

17 ТЕПЛОТДАЧА ПРИ СВОБОДНОМ И ВЫНУЖДЕННОМ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ

17.1 Теплоотдача в неограниченном пространстве

Свободное движение (конвекция) возникает под действием разности плотностей нагретых и холодных масс жидкости. Следовательно, непременным условием для возникновения и развития такого движения является наличие горячего или холодного источников. Путем естественной конвекции происходит обогрев помещений, циркуляция воды в котельных агрегатах и т.д. Рассмотрим пример свободного движения. Воздух, соприкасаясь с поверхностью радиатора, нагревается и расширяется. Плотность его уменьшается, и, как более легкий, он поднимается вверх. На его место поступает более холодный воздух, и таким образом в помещении устанавливается естественная циркуляция, в результате чего весь воздух прогревается.

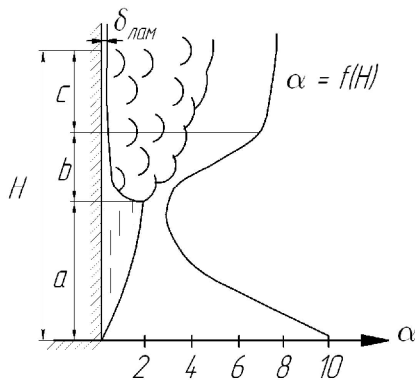


рис 17.1

В общем случае, когда процесс развивается в неограниченном пространстве, при свободном движении жидкости или газа у вертикально расположенной поверхности теплообмена в образующемся пограничном слое наблюдается три режима движения среды (рис 17.1). На нижнем участке (*a*) – ламинарный режим. По мере подъема жидкости нагревается все большее ее количество, увеличивается толщина пограничного слоя и ламинарный режим переходит в локонообразный (*b*) и, наконец, в турбулентный (*c*). Переход одного режима в другой обусловлен температурным напором и размером поверхности по вертикали, т.е. практически ориентацией тела в пространстве. Например, для пластины, высота которой имеет значительные размеры, возможны все три режима движения среды в пограничном слое. При небольшой высоте пластины будет наблюдаться только ламинарный режим, вследствие чего интенсивность теплообмена изменится. Возле поверхности сохраняется очень тонкий ламинарный подслой.

Подобный характер свободного движения наблюдается у плоских (вертикальных и наклонных) и овальной формы тел при различной их ориентации в пространстве и свойственен различным жидкостям и газам, как при нагревании, так и при охлаждении. Характер омывания нагретых горизонтальных стенок в значительной степени зависит от их положения и размеров.

В развитии свободного движения форма тела играет второстепенную роль, а большее значение имеет протяженность поверхности, вдоль которой происходит движение нагретой жидкости. По этой причине в качестве определяющего размера при свободном движении берется характерный размер тела в вертикальной плоскости, так как именно в этом направлении происходит перемещение среды.

С изменением характера движения среды изменяется и теплоотдача. На начальном участке поверхности вследствие увеличения толщины пограничного слоя термическое сопротивление его возрастает, благодаря чему коэффициент теплоотдачи по направлению движения убывает. При локонообразном режиме он резко возрастает, достигая постоянного значения по высоте при турбулентном режиме (рис 17.1).

На основании экспериментальных исследований конвективного теплообмена между различными телами и различными жидкостям в условиях свободного движения для средних значений коэффициента теплоотдачи получены следующие уравнения подобия.

Для горизонтальных труб диаметром d при $10^3 < (Gr_{ж,d} \times Pr_{ж}) < 10^9$ (ламинарный режим).

$$Nu_{ж,d} = 0,50 (Gr_{ж,d} \cdot Pr_{ж})^{0,25} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{см}} \right)^{0,25} . \quad (17.1)$$

Для вертикальных поверхностей (трубы, пластины):
при $10^3 < Gr_{ж,h} \cdot Pr_{ж} < 10^9$ (ламинарный режим)

$$Nu_{жс,h} = 0,76(Gr_{жс,h} \cdot Pr_{жс})^{0,25} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}; \quad (17.2)$$

при $Gr_{жс,h} \cdot Pr_{жс} > 10^9$ (турбулентный режим)

$$Nu_{жс,h} = 0,15(Gr_{жс,h} \cdot Pr_{с})^{0,33} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}. \quad (17.3)$$

В этих уравнениях в качестве определяющей температуры принята температура окружающей среды $t_{жс}$. Определяющим геометрическим размером для горизонтальных труб принят диаметр d , для вертикальных поверхностей – высота h . Индексы, приведенные у критериальных чисел, уточняют определяющие величины.

Анализ уровней подобия показывает, что при свободном движении интенсивность теплоотдачи определяется интенсивностью свободного движения – Gr и физическими свойствами среды – Pr . Сомножитель

$\left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$

играет роль поправочного коэффициента, который учитывает направление теплового потока (нагревание или охлаждение). Опытами установлено, что при нагревании капельной жидкости интенсивность теплоотдачи выше, чем при ее охлаждении. Для учета этого обстоятельства и понадобилось ввести в

уравнение подобия сомножитель. В условиях нагревания $\left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25} > 1$, а

при охлаждении – $\left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25} < 1$, поэтому величина α , полученная из урав-

нения подобия в процессе нагревания капельной жидкости, будет иметь большее значение, чем при охлаждении, что соответствует действительности.

Для газов число Прандтля незначительно зависит от температуры, по-

этому $\left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{см}} \right)^{0,25} = 1$ и все приведенные расчетные формулы упрощаются.

17.2 Теплоотдача в условиях ограниченного пространства

Если теплообмен происходит через прослойку, заполненную жидкостью или газом, то движение среды не может развиваться. В этом случае наряду с физическими свойствами среды условия теплообмена определяются формой и размерами пространства.

При вертикальном расположении каналов и прослоек, одна из сторон которых нагрета, циркуляции жидкости может протекать двояко в зависимости от их толщины δ (рис 17.2 – здесь на всех схемах $t_{см1} > t_{см2}$).

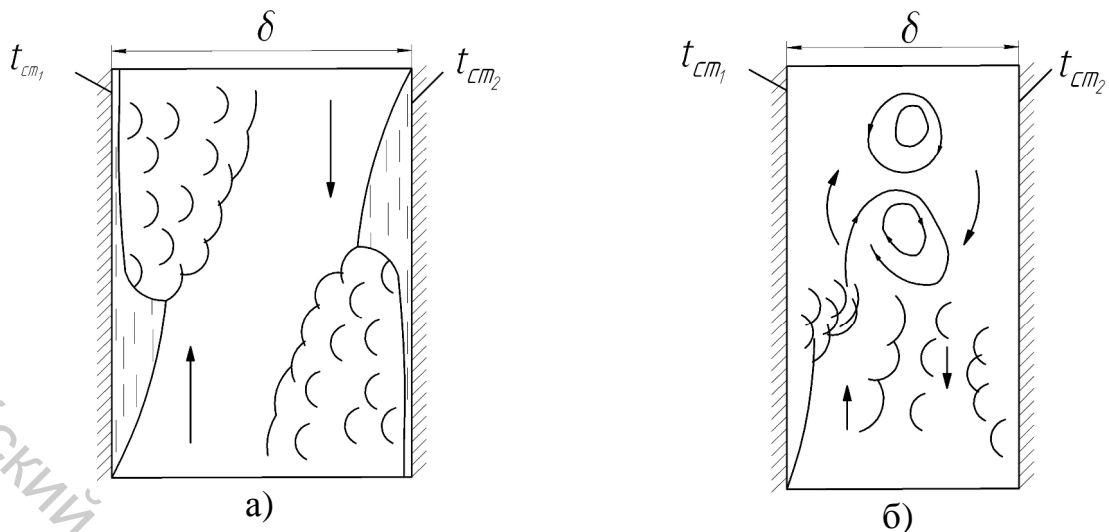


рис 17.2

Если толщина достаточно велика, то восходящий и нисходящий потоки могут развиваться так же, как и в неограниченном пространстве, без взаимных помех (рис 17.2, а), если же мала, то по высоте прослойки образуется несколько циркуляционных контуров (рис 17.2, б).

Характер движения в горизонтальных прослойках определяется взаимным расположением нагретой и холодной поверхностей и расстоянием между ними. Если нагретая поверхность расположена сверху, то циркуляция совсем отсутствует.

Ввиду сложности наблюдаемых процессов в замкнутом ограниченном пространстве рассчитать теплообмен трудно, поэтому с целью облегчения расчетов сложный процесс переноса теплоты условно заменяют теплопроводностью и вводят понятие эквивалентного коэффициента теплопроводности, который для плоской прослойки равен:

$$\lambda_{\text{эк}} = \frac{Q\delta}{F\Delta t\tau} \quad (17.4)$$

Влияние конвекции при этом учитывается коэффициентом конвекции ϵ_{κ} , представляющим собой отношение эквивалентного и обычного коэффициентов теплопроводности одной и той же среды при средней температуре:

$$e_{\kappa} = \frac{I_{\text{эк}}}{I_{\text{ж}}} \quad (17.5)$$

Так как конвекция жидкости определяется произведением чисел подобия $Gr \cdot Pr$, то и коэффициент ϵ_{κ} должен быть функцией того же аргумента, т.е. $e_{\kappa} = f(Gr \cdot Pr)_{\text{ж}}$.

Экспериментальные данные ряда исследований для прослоек различной формы в системе координат $e_{\kappa} - (Gr \cdot Pr)_{\text{ж}}$ хорошо укладываются на одну общую кривую. Как следует из полученной зависимости, при значениях $(Gr \cdot Pr)_{\text{ж}} < 1000$ коэффициент конвекции $\epsilon_{\kappa} = 1$. Это означает, что при ма-

лых значениях $(Gr \cdot Pr)_{жс}$ перенос теплоты в прослойке обусловлен только теплопроводностью жидкости.

Для значений аргумента $(Gr \cdot Pr)_{жс} > 1000$ справедлива следующая предложенная М.А. Михеевым приближенная зависимость:

$$e_{\kappa} = 0,18(Gr \cdot Pr)_{жс,d}^{0,25}. \quad (17.6)$$

В качестве определяющего размера взята толщина прослойки δ , а определяющей температуры – средняя температура среды $t_{жс}$.

Таким образом, при расчете теплообмена в прослойках уравнению (17.6) определяют ϵ_{κ} , затем, воспользовавшись выражением (17.5), подсчитывают $\lambda_{эж}$ и по формулам теплопроводности с учетом формы прослойки вычисляют тепловой поток.

17.3 Теплоотдача при вынужденном движении жидкости в трубах

При вынужденном движении жидкости можно легко изменять скорость потока и тем самым интенсивность теплоотдачи, поэтому этот метод широко используется в различных теплообменных устройствах. Характер течения среды и теплоотдача во многом определяются конфигурацией канала. В зависимости от геометрической формы течение может быть безотрывным или с отрывом потока от поверхности. При постоянном сечении канала или плавном изменении его (отсутствие резких поворотов) поток является безотрывным. Если это условие не удовлетворяется, то может произойти отрыв потока от поверхности с образованием застойных зон, обратных течений и завихрений. Движение приобретает очень сложный характер и не будет соответствовать геометрическому профилю канала. Например, на повороте под действием инерционных сил в потоке появляется поперечное перемещение жидкости, а при винтовом движении возникает устойчивая поперечная циркуляция.

Для тел с безотрывным обтеканием (каналы постоянного сечения, тонкие пластины, тела обтекаемой формы) независимо от геометрической формы законы движения и теплообмена одинаковы. Такое движение хорошо изучено, и получены расчетные формулы для различных конструктивных форм.

При течении среды с отрывом от поверхности ввиду сложности обтекания нельзя получить простые закономерности для теплообмена. Достаточно полно изучены только такие простейшие случаи, как поперечное обтекание цилиндра, а также пакета труб с шахматным и коридорным расположением.

При обтекании цилиндра или шара в лобовой части создается область повышенного давления, а в кормовой вследствие отрыва потока и завихрений – область пониженного давления. Благодаря этому гидравлическое сопротивление тела увеличивается. При безотрывном обтекании сопротивление тела будет меньшим.

Наиболее простым случаем является течение жидкости в трубах и каналах с постоянной площадью сечения.

Ламинарный режим движения в трубах наблюдается при малых скоростях ($Re < 2000$). По мере увеличения скорости и достижения ее критического значения ламинарный режим движения переходит в турбулентный. С изменением режима меняется и теплоотдача. Объясняется это прежде всего различием в характере распределения скоростей по сечению трубы при ламинарном и турбулентном режимах. В первом случае распределение будет параболическим, а во втором – в виде усеченной параболы. Резкое изменение скорости при турбулентном режиме происходит у стенки в слое жидкости с ламинарным течением (пограничный слой). Такие закономерности распределения скоростей справедливы лишь для изотермического потока с установившимся стабилизированным течением. При входе жидкости в трубу или канал на начальном участке происходит перераспределение скоростей жидкости по сечению. Толщина пограничного слоя при этом постепенно возрастает от $d = 0$ (при входе в трубу) до своего предельного значения. Этот участок характеризуется неустановившимся движением, и, следовательно, теплоотдача по его длине изменяется. Длина l участка стабилизации зависит от рода жидкости, условий входа и режима течения, и для трубы $l \approx 50d$.

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи при ламинарном течении среды ($Re_{ж, d} < 2 \cdot 10^3$) в случае, когда теплоотдача определяется факторами как вынужденного, так и свободного движения, М.А. Михеевым рекомендовано уравнение:

$$Nu_{ж} = 0,15 Re_{ж}^{0,33} \cdot Pr_{ж}^{0,43} \cdot Gr_{ж}^{0,1} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{см}} \right)^{0,25} \cdot e_l. \quad (17.7)$$

Здесь в качестве определяющих величин приняты средняя температура среды $t_{ж}$ и диаметр d . Влияние рода жидкости и температуры учитывается числом Прандтля $Pr_{ж}$, влияние свободной конвекции – числом Грасгофа

$Gr_{ж}$ и влияние направления теплового потока – комплексом $\left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$.

При развитом турбулентном режиме ($Re > 10^4$) в результате интенсивного перемешивания температура жидкости и по сечению ядра практически постоянна, ее резкое изменение наблюдается лишь внутри пограничного слоя. При таких условиях свободное движение невозможно, поэтому число $Gr_{ж}$ выпадает из числа определяющих и расчетное уравнение примет вид:

$$Nu_{ж} = 0,021 Re_{ж}^{0,8} \cdot Pr_{ж}^{0,43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{см}} \right)^{0,25} \cdot e_l. \quad (17.8)$$

За определяющую температуру здесь принята средняя температура жидкости $t_{ж}$, а за определяющий размер – диаметр d . Комплекс $\left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{см}} \right)^{0,25}$ учитывает направление теплового потока. Эта формула применима для всех ка-

пельных и газообразных жидкостей ($Pr_{жс} = 0,6 - 2500$) при $Re_{жс} = 10^4 - 5 \cdot 10^6$. Для газов уравнение (17.8) упрощается ввиду того, что Pr почти не зависит от температуры. Например, для воздуха оно имеет вид:

$$Nu_{жс} = 0,018 Re_{жс}^{0,8}. \quad (17.9)$$

Уравнения (17.7) и (17.9) применимы для расчета теплоотдачи в каналах любой формы поперечного сечения, а также для продольно-омываемых пучков труб при $l/d > 50$ со стабилизированным ламинарным или турбулентным течением. Если канал прямоугольного сечения, то определяющим размером является эквивалентный диаметр $d_{эkv.}$, равный учетверенной площади поперечного сечения канала F на его полный (смоченный) периметр U :

$$d_{эkv.} = 4F / U. \quad (17.10)$$

Для начального участка трубы ($l/d < 50$) характерно перераспределение скоростей по сечению, увеличению толщины пограничного слоя, т.е. гидродинамически нестабилизированное течение, поэтому значение коэффициента теплоотдачи на данном участке переменное и выше, чем по длине трубы со стабилизированным течением. Вследствие этого значение a , полученное на основании уравнений (17.7) и (17.8), следует умножить на поправочный коэффициент e_l .

Для переходной области ($Re_{жс} = 2000 - 10000$) расчетные формулы (17.7) и (17.8) не подходят. При значении $Re_{жс} > 2000$ теплоотдача резко возрастает и зависит от многих, часто случайных факторов. Точных расчетных формул для этой области в настоящее время нет.

В изогнутых трубах (отвода, коленах, змеевиках) под действием центробежных сил возникает поперечная циркуляция жидкости, которая приводит к дополнительной турбулизации потока, а, следовательно, к значительному повышению коэффициента теплоотдачи по сравнению с его значением для прямых труб. Теплоотдачи этих труб рассчитывается по формулам для прямой трубы с последующим умножением полученного a на поправочный коэффициент e_R .

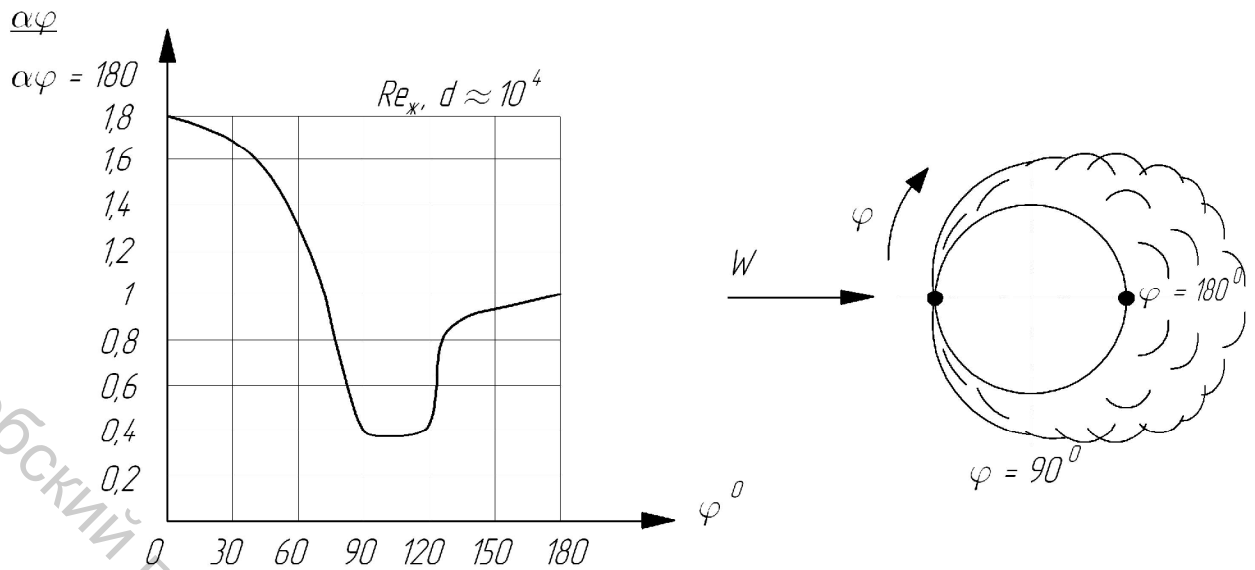


рис 17.3

17.4 Теплоотдача при поперечном обтекании одиночной трубы

Как отмечалось выше, интенсивность теплоотдачи во многом определяется характером взаимодействия потока жидкости с телом. Рассмотрим поперечное обтекание одиночной трубы (цилиндра). В месте натекания потока на поверхность трубы образуется пограничный слой, толщина которого по мере движения жидкости вдоль поверхности увеличивается. Затем происходит отрыв потока, вследствие того, что цилиндр является плохо обтекаемым телом, и образуются вихри. С изменением условий обтекания меняется и коэффициент теплоотдачи.

На рис 17.3 приведен характер изменения локального (местного) коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра. На оси ординат отложены относительные значения коэффициента теплоотдачи, т.е. отношение местного значения a_j к его значению a_{180} , при $j = 180^\circ$, а на оси абсцисс – положение точки на окружности. Как видно из рисунка, в месте набегания потока и при $j = 90 - 100^\circ$, т.е. в области отрыва потока от поверхности, a_j имеет минимальное значение. При $j > 120^\circ$ интенсивность теплоотдачи вновь возрастает вследствие вихреобразования. Таким образом, условия обтекания и коэффициент теплоотдачи находятся в прямой зависимости.

Процесс теплоотдачи в значительной степени зависит также от начальной турбулентности потока, угла атаки, формы, размеров и положения трубы в канале. Все эти обстоятельства при расчете следует по возможности учитывать.

При поперечном обтекании одиночного цилиндра для расчета среднего по его периметру коэффициента теплоотдачи рекомендуется следующие уточненные уравнения подобия:

$$Nu_{ж,d} = 0,56 Re_{ж,d}^{0,50} \cdot Pr_{ж}^{0,36} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_n} \right)^{0,25} \quad \text{при } Re_{ж,d} < 10^3, \quad (17.11)$$

$$Nu_{ж,d} = 0,28 Re_{ж,d}^{0,60} \cdot Pr_{ж}^{0,36} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \quad \text{при } Re_{ж,d} > 10^3. \quad (17.12)$$

В этих соотношениях определяющими величинами являются температура $t_{ж}$ набегающего потока и диаметр цилиндра d . Уравнения (17.11) и (17.12) справедливы для жидкостей. Для газов эти зависимости упрощаются, например, для воздуха они соответственно принимают вид:

$$Nu_{ж,d} = 0,49 Re_{ж,d}^{0,50} \quad \text{и} \quad Nu_{ж,d} = 0,245 Re_{ж,d}^{0,60} \quad (17.13)$$

Однако зависимости (17.11) и (17.12) справедливы для случаев, когда угол γ , образованный направлением движения потока и осью цилиндра, равен 90° .

С уменьшением угла атаки ($\gamma < 90^\circ$) теплоотдача падает, достигая минимальной величины при продольном ($\gamma = 0^\circ$) обтекании трубы, поэтому при $\gamma < 90^\circ$ значения a , вычисленные на основании уравнений (17.11 – 17.13) следует умножить на поправочный коэффициент e_j .

17.5 Теплоотдача при поперечном обтекании пучков труб

Кроме одиночной трубы, детально исследовано поперечное омывание пучков труб. Характер обтекания в этом случае еще более усложняется и зависит от схемы компоновки пучка. Различают шахматное и коридорное расположение труб в пучках (рис 17.4). Первый ряд труб в обоих пучках по условиям обтекания близок к одиночной трубе, трубы же последующих рядов находятся в других условиях. Если для шахматного пучка характер омывания последующих рядов труб мало отличается от труб первого ряда (рис.17.4, а – сохраняется лобовое натекание), то для коридорного эти отличия весьма существенны (рис 17.4, б). Соответственно изменяются и локальные значения коэффициента теплоотдачи по окружности у труб последующих рядов. В коридорных пучках все трубы второго и последующих рядов расположены в вихревой зоне труб предыдущих рядов. В результате место удара струй для всех последующих труб находится на некотором расстоянии от лобового. Между трубами по глубине пучка образуется застойная зона с относительно слабой циркуляцией жидкости. В шахматных пучках благодаря смещению по фронту потока труб каждого последующего ряда от предыдущего трубы, расположенные по глубине потока, по условиям омывания мало отличаются от труб первого ряда.

Если для первого ряда как коридорного, так и шахматного пучка характер изменения относительной теплоотдачи по окружности соответствует таковому для одиночной трубы, то для всех последующих рядов он изменяется. Наиболее существенное отклонение наблюдается в коридорных пучках. Так как лобовая часть не подвержена непосредственному воздействию набегающего потока, то теплоотдача здесь небольшая. Максимальная теплоотдача наблюдается в местах удара струй.

Теплоотдача первого ряда в обоих пучках определяется начальной турбулентностью потока. При прохождении потока через пучок турбулентность его увеличивается, благодаря чему теплоотдача второго и третьего ряда постепенно возрастает. Для всех последующих рядов она остается постоянной, так как начиная с третьего ряда турбулентность потока принимает стабильный характер, присущий данной компоновке пучка. Если для третьего ряда теплоотдачу принять за 100%, то для первого ряда шахматных и коридорных пучков она состоит всего лишь около 60%, а для второго – около 70–90%. По абсолютному значению теплоотдача при шахматном расположении труб несколько выше, чем при коридорном, что объясняется лучшим перемешиванием жидкости.

Обобщение многочисленных опытных данных по исследованию теплоотдачи в пучках труб позволило получить следующие уравнения подобия:

а) для шахматных пучков труб

$$\text{при } Re_{ж,d} < 1000. \quad Nu_{ж,d} = 0,56 Re_{ж,d}^{0,5} \cdot Pr_{ж}^{0,36} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}; \quad (17.14)$$

$$\text{при } Re_{ж,d} > 1000. \quad Nu_{ж,d} = 0,40 Re_{ж,d}^{0,6} \cdot Pr_{ж}^{0,36} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}. \quad (17.15)$$

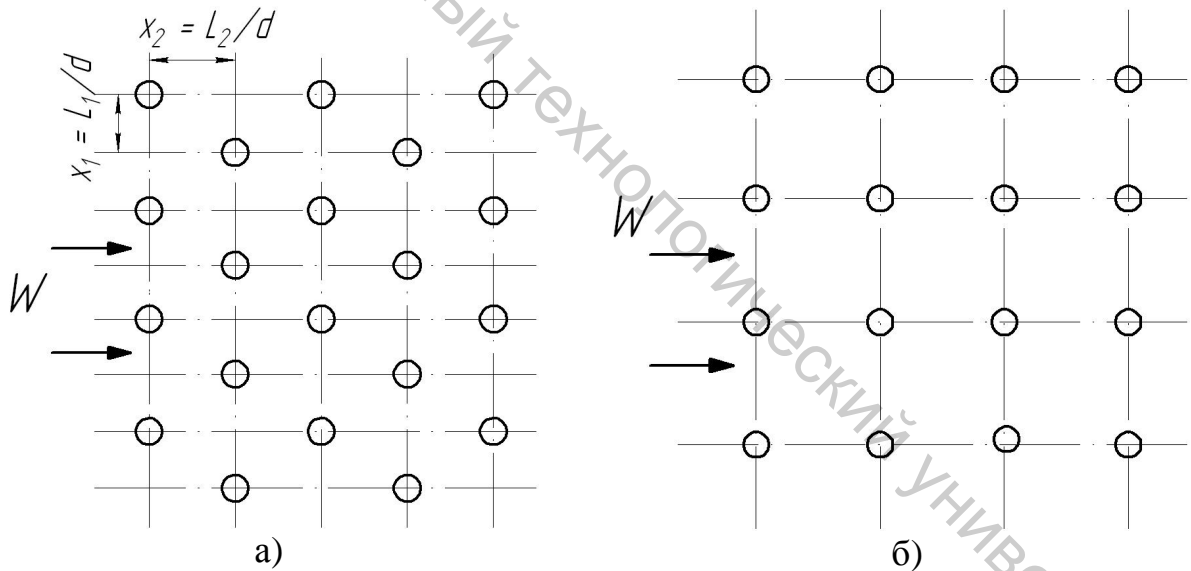


рис 17.4

б) для коридорных пучков труб:

$$\text{при } Re_{ж,d} < 1000. \quad Nu_{ж,d} = 0,56 Re_{ж,d}^{0,5} \cdot Pr_{ж}^{0,36} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \quad (17.16)$$

$$\text{при } Re_{ж,d} > 1000. \quad Nu_{ж,d} = 0,22 Re_{ж,d}^{0,65} \cdot Pr_{ж}^{0,36} \left(\frac{Pr_{жс}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25} \quad (17.17)$$

Уравнения (17.4) – (17.17) справедливы для различных жидкостей и газов. Они позволяют определить среднее значение a для труб третьего и всех последующих рядов в пучках. Для первого и второго рядов коэффициент теплоотдачи вычисляется умножением найденного из уравнений значения a для третьего ряда на поправочный коэффициент e . Для труб первого ряда обоих пучков $e = 0,6$, для второго ряда $e = 0,7$ (шахматный пучок) и $e = 0,9$ (коридорный).

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое средняя температура жидкости и определяющая температура?
2. Как определяется эквивалентный диаметр для каналов прямоугольного сечения?
3. Назовите критическое значение Рейнольдса при переходе ламинарного движения в турбулентный режим.
4. Какие уравнения подобия используются при турбулентном режиме движения жидкости?
5. Какие пучки труб применяются в технике?
6. Дайте описание характера процесса омывания пучков труб при поперечном движении жидкости.
7. Особенности теплоотдачи при свободном теплообмене.
8. Опишите характер свободного движения жидкости у вертикальной стенки.
9. Какими уравнениями подобия определяется теплоотдача при свободном движении жидкости?

17.6 Теплоотдача при фазовых превращениях

Анализ значений коэффициентов теплоотдачи показывает, что значения a максимальны в тех случаях, когда теплоотдача сопровождается изменением агрегатного состояния среды. Этим и объясняется использование данного вида теплоотдачи в условиях больших тепловых нагрузок: в космонавтике, в ракето- и самолетостроении. Охлаждение водой, вскипающей на поверхности теплообмена, начинается применяться при обработке металлов резанием, в металлургии и т.д. Процессы кипения и конденсации имеют большое значение в теплоэнергетике, химической и холодильной технологии, а также в ряде других отраслей техники.

17.7 Теплоотдача при кипении жидкости

Кипение – это процесс парообразования, т.е. перехода вещества из жидкого состояния в газообразное внутри жидкости, нагретой выше температуры насыщения. При фазовом превращении поглощается теплота парообразования, поэтому, чтобы процесс кипения сохранялся во времени, необходимо непрерывно подводить теплоту. Необходимым условием возникновения кипения является перегрев жидкости, т.е. превышение ее температуры $t_{ж}$ над температурой насыщения t_n при заданном давлении и наличие центров парообразования. Величина перегрева зависит от рода жидкости, ее чистоты, давления, от свойств и состояния твердых поверхностей, соприкасающихся с жидкостью. У очищенных, лишенных растворенных газов жидкостей перегрев может составить десятки градусов без вскипания.

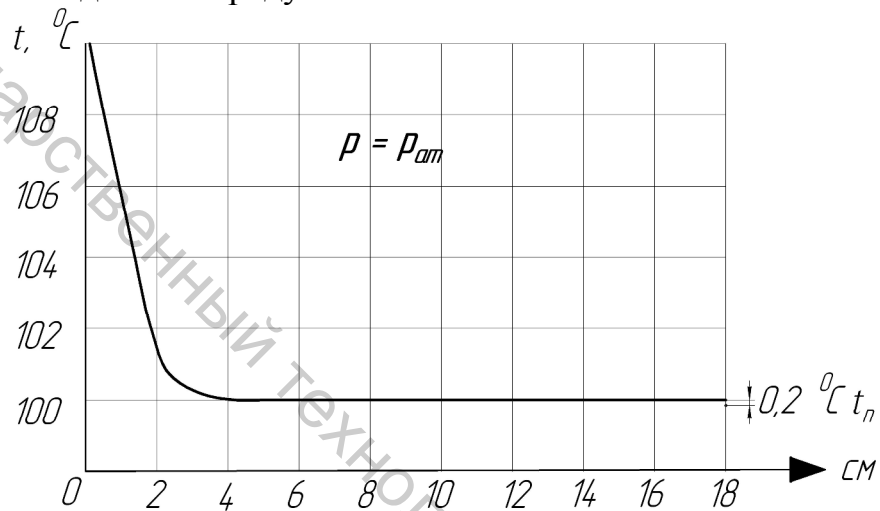


рис 17,5

Если же в жидкости содержится растворенный газ или мельчайшие взвешенные частицы, то величина перегрева невелика. Образующиеся при нагревании в этом случае газовые пузырьки, а также твердые частицы являются зародышами паровой фазы, их наличие облегчает процесс кипения.

Различают кипение жидкости на обогреваемой твердой поверхности и в самом объеме жидкости. При объемном кипении паровая фаза возникает непосредственно в объеме жидкости в виде отдельных пузырьков жидкости. Его можно достичь, например, при быстром снижении давления в системе.

Наибольший интерес для практики представляет кипение, когда образование пара происходит на твердой поверхности нагрева. Температура кипящей жидкости $t_{ж}$ в этом случае по всему объему почти одинакова и несколько выше температуры насыщения t_n (рис 17.5). Только у поверхности нагрева по толщине пограничного слоя она резко увеличивается до температуры поверхности теплообмена t_n . Таким образом, у теплоотдающей поверхности перегрев имеет максимальную величину. Величина перегрева жидкости в пограничном слое определяется тепловой нагрузкой q .

Образование пузырьков пара происходит в отдельных точках поверхности нагрева, называемых *центрами парообразования*. Ими являются микрошероховатости и различные неоднородности. Основным видом активных центров парообразования – углубления или поры в твердой нагретой поверхности, а также готовые газовые пузырьки. С увеличением давления интенсивно растет число активных центров, а их минимальный размер уменьшается. Пузырек пара, образующийся на поверхности теплообмена, увеличивается до определенного размера, а затем отрывается и всплывает к поверхности жидкости. Так как средняя температура жидкости несколько выше температуры насыщения, то при своем движении пузырек дополнительно воспринимает теплоту от окружающей жидкости. Здесь происходит дальнейшее испарение жидкости внутри парового пузырька, в результате чего он увеличивается в объеме.

Интенсивность парообразования в большой мере зависит от смачивающей способности жидкости. Если кипящая жидкость смачивает поверхность нагрева, то образующийся пузырек пара имеет тонкую ножку и легко отрывается от поверхности, если же не смачивает, то пузырек имеет широкую ножку и отрывается с трудом.

Возникновение новых пузырьков, быстрый их рост и отрыв от поверхности вносят непрерывные возмущения в слой жидкости, непосредственно соприкасающийся с поверхностью нагрева, и тем самым способствуют разрушению пограничного слоя и перемешиванию жидкости. В результате теплообмен интенсифицируется, что приводит к значительному увеличению коэффициента теплоотдачи. Кроме того, увеличению интенсивности теплообмена в этих условиях способствует то, что единица массы вещества воспринимает значительное количество теплоты, равное теплоте парообразования. Этим и объясняется более высокая интенсивность теплоотдачи при кипении жидкостей по сравнению с конвекцией однофазной жидкости.

Величина коэффициента теплоотдачи в основном определяется перегревом жидкости относительно температуры насыщения Δt_n и равна:

$$a = \frac{q}{\Delta t_n} = \frac{q}{t_n - t_n}$$

Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора для воды при давлении $\sim 0,1$ МПа приведена на рис 17.6. При малых значениях Δt_n интенсивность теплоотдачи полностью определяется условиями конвективного теплообмена (участок 1). При увеличении температурного напора a быстро возрастает (участок 2), достигая максимума. Интенсивность теплообмена в этой области в основном определяется движением пузырьков пара. Такой режим кипения называют *пузырьковым*.

При дальнейшем повышении Δt_n коэффициент теплоотдачи падает, так как количество центров парообразования непрерывно увеличивается, и пузырьки объединяются между собой, образуя паровую пленку на поверхности нагрева; это *пленочный* режим кипения. Образующаяся пленка пара отде-

ляет жидкость от поверхности нагрева и вследствие низкой теплопроводности пара увеличивает термическое сопротивление теплоотдаче, в результате чего и происходит падение a . На участке 3 пузырьковый режим кипения переходит в пленочный.

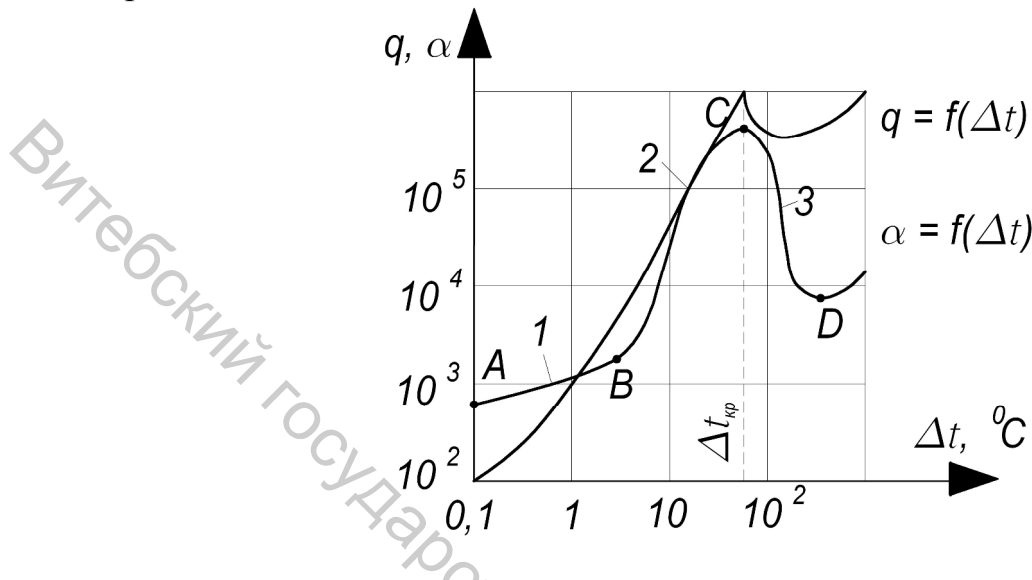


рис 17.6

Значения Δt , a , q , соответствующие моменту перехода пузырькового режима кипения в пленочный, называются *критическими*. Для разных жидкостей они различны, например, для воды при естественной конвекции и атмосферном давлении $\Delta t_{кр} = 23 - 27^\circ\text{C}$; $a_{кр} = 46500 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ и $q_{кр} = 1,16 \cdot 10^6 \text{ Вт}/\text{м}^2$. При выборе оптимального температурного режима работы кипятильных или выпарных аппаратов необходимо знать критическое значение температурного напора. С увеличением последнего увеличивается количество передаваемой теплоты и, следовательно, возрастает производительность аппарата. Однако это будет справедливо до тех пор, пока температурный напор $\Delta t < \Delta t_{кр}$. При $\Delta t > \Delta t_{кр}$ производительность снижается, так как пузырьковый режим кипения при этом переходит в пленочный.

Для области пузырькового кипения на основе многочисленных опытов с различными жидкостями установлены следующие закономерности:

$$a = C_1 q^{0,7}, \quad q = C_2 \Delta t^3,$$

где C_1 , C_2 – коэффициенты, зависящие от рода жидкости и давления, причем $C_2 = C_1^{3,33}$.

Интенсивность теплоотдачи при кипении зависит от теплофизических свойств жидкости, которые по мере изменения давления и температуры насыщения значительно меняются. Это обстоятельство учитывают коэффициенты C_1 и C_2 . К числу параметров, от которых зависит теплоотдача при кипении, относятся теплопроводность и вязкость. С увеличением коэффициента теплопроводности жидкости теплоотдача повышается, с увеличением вязкости – уменьшается, так как ухудшается перемешивание жидкости.

Значительное влияние на теплообмен оказывает также состояние поверхности нагрева, ее шероховатость, наличие различных налетов, адсорбированного поверхностью воздуха. С увеличением шероховатости стенки возрастает число центров парообразования, что приводит к интенсификации теплоотдачи. Этого можно достичь применением пористых покрытий теплоотдающей поверхности. Так, например, в опытных с фреоном для широкого диапазона давлений и плотности тепловых потоков в случае применения пористых металлических покрытий были получены значения коэффициента теплоотдачи в 2-4 раза большие, чем при кипении на гладкой поверхности.

Геометрическая форма и расположение поверхности теплообмена при развитом кипении жидкости практически не оказывают влияния на теплоотдачу.

В процессе кипения жидкости перенос теплоты сопровождается образованием и движением пузырьков пара и перемешиванием жидкости. Это очень усложняет процесс теплоотдачи, затрудняет обобщение опытных данных и вывод чисел подобия.

На основе обобщенных зависимостей или непосредственно из анализа опытных данных можно для определенной жидкости установить функциональную зависимость коэффициента теплоотдачи от режимных величин (тепловой нагрузки и давления насыщения), т.е. $a = f(q, p)$. Для воды при пузырьковом режиме кипения в диапазоне давлений 0,1 – 4 МПа: $a = 3,14q^{0,7} p^{0,15}$.

17.8 Теплоотдача при конденсации чистых паров

Пар при соприкосновении с телом или средой, температура которых ниже температуры насыщения, конденсируется. При этом выделяется теплота парообразования и образуется конденсат в виде капелек жидкости. Конденсация может быть поверхностной или объемной, что определяется условиями охлаждения. Поверхностная конденсация происходит на поверхности твердого тела. Если охлаждающей средой является газ, то конденсация осуществляется в его объеме. Например, при удалении отработанных дымовых газов котельных установок происходит объемная конденсация водяных паров, содержащихся в этих газах. Особенно хорошо наблюдать этот процесс в морозный день, когда дымовые газы в результате конденсации водяных паров и замерзания влаги приобретают белый цвет.

Поверхностная конденсация чаще встречается на практике (конденсаторы паровых турбин, теплообменные аппараты, опреснительные установки). Различают конденсацию *плёночную*, когда образуется сплошная пленка конденсата, и *капельную*, когда конденсат осаждается в виде отдельных капель. Капельная конденсация возможна в том случае, если конденсат не смачивает поверхность. Ее можно вызвать искусственно с помощью специальных веществ, которые наносятся на поверхность теплообмена или вводятся в пар. При конденсации чистых паров на смачиваемой поверхности обычно получается сплошная пленка.

При капельной конденсации водяного пара теплоотдача в 5-10 раз больше, чем при пленочной. Это объясняется тем, что образующая пленка конденсата разделяет поверхность охлаждения и пар, затрудняя тем самым теплообмен между ними. При капельной конденсации часть поверхности непосредственно соприкасается с паром, поэтому теплоотдача будет выше.

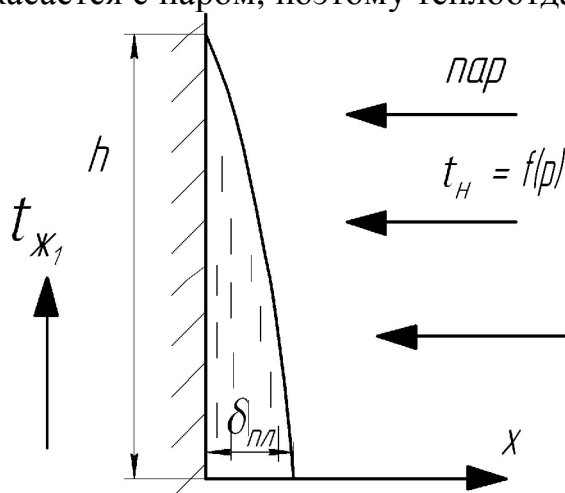


рис 17.7

Рассмотрим процесс пленочной конденсации пара на вертикальной плоской стенке (рис 17.7). При соприкосновении пара со стенкой, температура которой ниже температуры насыщения, происходит его конденсация на поверхности. Так как плотность жидкости во много раз больше плотности пара, то вследствие конденсации у поверхности давление становится меньшим, чем в остальном объеме, и на место сконденсированного пара поступают новые порции его. По мере стекания конденсата вдоль стенки толщина пленки увеличивается. Интенсивность конденсации и количество передаваемой при этом теплоты будут определяться толщиной пленки или режимом течения жидкости в ней, так как теплота фазового перехода, высвобождающаяся при конденсации, должна быть передача через слой сконденсированной фазы.

Термическое сопротивление пленки конденсата зависит от режима его течения. Через ламинарную пленку перенос теплоты осуществляется теплопроводностью, через турбулентную – еще и конвекцией, поэтому толщина пленки имеет большое значение. По мере увеличения ее коэффициент теплоотдачи при ламинарном режиме движения уменьшается (рис 17.7).

В основу теории конденсации пара положены исследования Нуссельта, который вычислил толщину пленки конденсата, а затем, интегрируя количество теплоты, проходящей через вертикальную стенку высотой H , нашел уравнение для определения коэффициента теплоотдачи.

Однако Нуссельт при создании своей теории конденсации принял ряд упрощающих предпосылок, которые заставляют считать полученное уравнение только приближенным.

В дополнение к исследованиям Нуссельта академик П.Л. Капица показал, что течение пленки жидкости по вертикальной поверхности может иметь волновой характер.

В результате теоретических исследований П.Л. Капица доказал, что коэффициент теплоотдачи при конденсации пара на вертикальной поверхности на 21% выше по сравнению со случаем чисто ламинарного течения, которому отвечает уравнение, полученное Нуссельтом. Поэтому при практических расчетах рекомендуются следующие формулы для определения среднего значения коэффициента теплоотдачи:

для вертикальной стенки

$$\bar{a}_{\text{верт}} = 1,14 \sqrt[4]{\frac{gr_{\text{ж}} r l_{\text{ж}}^3}{n_{\text{ж}} H (t_n - t_{\text{см}})}}; \quad (17.18)$$

для горизонтальной стенки или труб

$$\bar{a}_{\text{гор}} = 0,72 \sqrt[4]{\frac{gr_{\text{ж}} r l_{\text{ж}}^3}{n_{\text{ж}} d (t_n - t_{\text{см}})}}; \quad (17.19)$$

где g – ускорение силы тяжести; $\lambda_{\text{ж}}$ – коэффициент теплопроводности жидкости; r – теплота парообразования; $\rho_{\text{ж}}$ – плотность жидкости; $\nu_{\text{ж}}$ – кинематический коэффициент вязкости жидкости; H – высота вертикальной стенки; t_n – температура насыщенного пара; $t_{\text{см}}$ – температура поверхности стенки; d – наружный диаметр трубы.

Физические параметры конденсата $\lambda_{\text{ж}}$, $\nu_{\text{ж}}$ и $\rho_{\text{ж}}$ берутся при средней температуре пленки конденсата, равной $t_{\text{ср}} = 0,5(t_n - t_{\text{см}})$. Теплота парообразования r берется при температуре насыщения t_n .

В общем виде уравнение теплообмена при конденсации в числах подобия при ламинарном движении имеет следующий вид:

$$Nu = C \sqrt[4]{Ga \cdot K \cdot Pr \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{см}}} \right)}; \quad (17.20)$$

где K – число фазового превращения, равно:

$$K = \frac{r}{(c_{p,\text{ж}} \Delta t)}, \quad Ga = \frac{gl^3}{n_{\text{ж}}^2} \text{ – критерий Галилея.}$$

Уравнение (17.20) для определения среднего значения коэффициента теплоотдачи представляют в виде:

для вертикальной стенки ил трубы

$$Nu_{n,h} = 0,42 \cdot K_{n,h}^{0,28} \cdot \left(\frac{Pr_n}{Pr_{\text{см}}} \right)^{0,25}, \quad (17.21)$$

для горизонтальных труб

$$Nu_{n,d} = 0,72 \cdot K_{d,n}^{0,25} \cdot \left(\frac{Pr_n}{Pr_{\text{см}}} \right)^{0,25}. \quad (17.22)$$

Формулы справедливы для паров различных веществ. Масса конденсата, образующаяся на 1 м^2 поверхности, определяется по формуле:

$$m = \frac{q}{r} = \frac{1}{dr} (t_n - t_{cm}). \quad (17.23)$$

Размерность массы конденсата – $\text{кг}/(\text{сек} \cdot \text{м}^2)$.

Так как высота трубы всегда больше диаметра, то коэффициент теплоотдачи при горизонтальном расположении трубы выше, чем при вертикальном.

Формулы (17.18) – (17.22) относятся к неподвижному или медленно движущемуся пару ($\omega < 10 \text{ м/сек}$). Если движение пара совпадает по направлению с движением пленки конденсата, то толщина последней уменьшается, а коэффициент теплоотдачи увеличивается. При встречном движении пара и пленки конденсата толщина последней увеличивается, а коэффициент теплоотдачи уменьшается. Однако при сравнительно большой скорости пара происходит срыв конденсатной пленки, что приводит к значительному росту коэффициента теплоотдачи.

При конденсации перегретого пара температура его у стенки постепенно снижается и фактически конденсируется насыщенный пар.

Следовательно, конденсируясь, перегретый пар передает конденсату теплоту парообразования и теплоту перегрева $r' = r + c_{pm}(t - t_n)$, где c_{mp} – средняя теплоемкость перегретого пара при заданном давлении; t – температура перегретого пара. Поэтому коэффициент теплоотдачи для конденсирующегося перегретого пара можно вычислить по тем же формулам, что и для насыщенного пара, но вместо теплоты парообразования r необходимо подставлять величину r' . За разность температур при этом по-прежнему берется $\Delta t = t_n - t_{cm}$. Состояние поверхности конденсатора также играет большую роль. На трубах, покрытых ржавчиной, с большой шероховатостью толщина пленки конденсата значительно увеличивается; что вызывает, уменьшение коэффициента теплоотдачи более чем на 30% по сравнению с гладкой и чистой поверхностью.

Примеси различных газов в паре заметно уменьшают теплоотдачу при конденсации. Снижение теплоотдачи происходит потому, что пар конденсируется, а газ или воздух остается на холодной стенке в виде слоя, через который молекулы пара проникают из ядра потока лишь путем диффузии, тем самым, увеличивая в значительной степени термическое сопротивление пленки. Так, наличие в паре 1% воздуха уменьшает коэффициент теплоотдачи при конденсации на 60% (для движущегося пара влияние воздуха меньше).

Большое значение для получения высоких коэффициентов теплоотдачи при конденсации пара имеет правильное расположение труб конденсатора. Вертикально расположенные трубы конденсатора обычно снабжаются через каждые 10 см колпачками, которые отводят конденсат от поверхности трубы, тем самым, увеличивая теплоотдачу в 2–3 раза. При горизонтальном расположении пучка труб большой эффект получается в том случае, когда струйка

конденсата с верхней трубы стекает на небольшую часть поверхности нижней трубы, т. е. применяется смещение труб по вертикали.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. При каких условиях возникают процессы кипения и конденсации?
2. Где образуются пузырьки пара?
3. Какие режимы кипения Вы знаете?
4. Какой режим кипения называется критическим?
5. Чем опасен пленочный режим кипения?
6. Почему при расчетах процессов кипения используются эмпирические уравнения?
7. Какие виды конденсации могут происходить?
8. Назовите основные факторы, влияющие на величину коэффициента при конденсации.
9. Какой порядок величин при кипении и конденсации коэффициентов теплоотдачи?
10. Напишите критериальное уравнение теплообмена для расчета процесса конденсации.
11. Как влияют примеси воздуха и газов на теплоотдачу при конденсации?
12. Как определяется масса образовавшегося конденсата?
13. Укажите причину, которая приводила к заниженным на 20-25% значений коэффициента теплоотдачи при конденсации и в чем суть поправки, введенной П.Л. Капицей.

18 ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

18.1 Основные понятия и законы

Общие замечания. В различных отраслях в настоящее время используется теплообмен излучением (радиация), и область его применения непрерывно расширяется. Характерная особенность лучистого теплообмена состоит в том, что в нем могут участвовать тела, непосредственно не соприкасающиеся. Более того, если из пространства, разделяющего два тела, откачать газ, то перенос теплоты будет продолжаться. Благодаря этому свойству лучистой энергии Земля получает теплоту от Солнца. Тепловое излучение – результат сложных внутриатомных процессов, которые интенсифицируются при увеличении температуры. При нагревании тела с повышением его температуры количество излучаемой энергии быстро растет (пропорционально абсолютной температуре в четвертой степени). Излучение, определяемое только температурой и оптическими свойствами излучающего тела, называется *тепловым излучением*.

Теплообмен излучением обусловлен превращением внутренней энергии вещества в энергию излучения, распространением ее в пространстве и погло-

щением телом или средой, которых она достигает. Излучение – это совокупность электромагнитных волн и фотонов, обладающая волновыми и корпускулярными свойствами, причем если электромагнитные волны излучаются непрерывно, то корпускулярные свойства проявляются в испускании энергии отдельными дискретными порциями – квантами света, или фотонами. Скорость распространения лучистой энергии в вакууме равна скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, поэтому излучение можно характеризовать длиной волны λ или частотой колебаний ν , взаимосвязь между которыми устанавливается формулой $\lambda = c/\nu$.

Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу и различаются лишь длиной волны, в зависимости от чего они подразделяются на космические, рентгеновские, ультрафиолетовые, световые, инфракрасные и др. От длины электромагнитных волн зависят свойства излучения. Так, у коротковолнового излучения наиболее существенно проявляются корпускулярные свойства, а у длинноволнового – волновые. Для теории теплообмена большой интерес представляют световые и инфракрасные лучи, которые поглощаются телами, при этом энергия лучей переходит в теплоту. Физические свойства световых и инфракрасных лучей одинаковы, разница лишь в длине волны. Световые лучи имеют длину волны 0,4 – 0,8 мкм, а инфракрасные – 0,8 – 400 мкм.

Все тела при любой температуре непрерывно излучают энергию, поэтому пространство, в котором мы находимся, заполнено тепловым излучением. Это свойство тел используется при аэрофотосъемке, при фотографировании в ночное время, при научно-исследовательских съемках и т.д. Во всех этих случаях применяется фотопленка, чувствительная к инфракрасным лучам. При попадании лучистой энергии на другое тело в общем случае часть ее поглощается, часть отражается, и часть проходит сквозь тело. Энергия, поглощаемая телом, снова превращается в теплоту и расходуется на повышение его внутренней энергии. Отраженная энергия поглощается окружающими телами или рассеивается.

Все тела также непрерывно поглощают лучистую энергию. Температура системы тел конечных размеров с различной температурой в результате многократного излучения – поглощения со временем выравнивается. Но и в этом случае они обмениваются лучистой энергией; только благодаря тому, что расход и приход лучистой энергии равны между собой, тела остаются в тепловом равновесии.

Следует различать собственное и падающее излучение. *Собственным* является излучение, испускаемое телом и зависящее только от температуры и оптических свойств данного тела, а *падающее* излучение – это излучение других тел, попадающее извне на его поверхность.

Количество Q энергии излучения, переносимой в единицу времени через произвольную поверхность F , называется *поток излучения*. Поток излучения, проходящий через единицу поверхности по всевозможным на-

правлениям в пределах полусферического телесного угла, называется *плотностью потока излучения*.

Различают монохроматический и интегральный поток излучения и плотность потока излучения. Излучение, соответствующее узкому интервалу длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется *монохроматическим*. Суммарное излучение с поверхности тела, соответствующее всему спектру длин волн в пределах от 0 до ∞ , называется *интегральным излучением*.

Если на тело извне не падает излучение других тел, то с единицы его поверхности отводится поток собственного излучения, называемый *лучеиспускательной способностью* E_c тела.

Тела, излучающие энергию в интервале всех длин волн от 0 до ∞ , имеют *сплошной* спектр излучения. К ним относятся окисленные металлы, полупроводники, жидкости и т.д. Некоторые тела излучают энергию только в определенном интервале длин волн, т.е. имеют *прерывистый* спектр. Селективное излучение присуще чистым металлам и газам, причем каждое вещество имеет свой спектр излучения. Именно по этому признаку определяют состав атмосферы далеких небесных тел.

Если из общего количества Q_o энергии, падающей на тело, часть ее Q_A поглощается, Q_R отражается и Q_D проходит сквозь тело, то баланс энергии запишется следующим образом:

$$Q_A + Q_R + Q_D = Q_o.$$

При делении равенства на Q_o получим:

$$\frac{Q_A}{Q_o} + \frac{Q_R}{Q_o} + \frac{Q_D}{Q_o} = 1, \quad (18.1)$$

где $\frac{Q_A}{Q_o} = A$ – поглощательная способность тела; $\frac{Q_R}{Q_o} = R$ – отража-

тельная способность; $\frac{Q_D}{Q_o} = D$ – пропускательная способность.

Поглощательная способность представляет собой отношение потока излучения, поглощенного телом (средой), к потоку излучения, падающему на тело (среду). *Отражательная* и *пропускательная* способности характеризуются соответственно отношением потока излучения, отраженного поверхностью тела и пропущенного телом, к потоку излучения, падающему на поверхность этого тела. Из выражения (18.1) следует, что $A + R + D = 1$.

Для тела, которое поглощает всю падающую на него энергию, $A = 1$, $R = 0$ и $D = 0$. Тело, которое полностью поглощает все падающее на него излучение независимо от направления падающего излучения, его спектрального состава и поляризации, ничего не отражая и не пропуская через себя, называется *абсолютно черным*. Абсолютно черных тел в природе не существует. Моделью, которая обладала бы свойствами абсолютно черного тела, является полость с малым отверстием, зачерненная внутри. Лучистая энер-

гия, проникающая через отверстие внутрь полости, полностью поглощается. Поглощательная способность нефтяной сажи $A = 0,90 - 0,96$. Если $R = 1$, $A = 0$ и $D = 0$. Это означает, что вся энергия, падающая на тело, отражается. Такое тело называется *зеркальным* (если отражение правильное, не рассеянное) или *абсолютно белым* (если отражение – диффузное). Для полированных металлов отражательная способность достигает $R = 0,96 - 0,98$.

Для тела, пропускающего всю падающую на него энергию, $D = 1$, $A = 0$ и $R = 0$. Такое тело называется *абсолютно прозрачным* или *диатермичным*. Примером прозрачной среды может служить чистый воздух. Твердые тела и жидкости непрозрачны для теплового излучения, поэтому запыленный или влажный воздух поглощает часть энергии. Многие тела прозрачны только для определенных длин волн. Например, обычное стекло пропускает только световые лучи и частично инфракрасные, а кварцевое – световые и ультрафиолетовые. Специальные стекла с двуокисью германия пропускают инфракрасные лучи и применяются в инфракрасной спектроскопии, в оптике, предназначенной для работы ночью и в тумане.

Величины A , R и D зависят от физических свойств тела, состояния его поверхности, температуры и длины волны, падающего излучения.

Закон Кирхгофа. Кирхгоф установил, что отношение лучеиспускательной способности к поглощательной для всех тел при одной и той же температуре одинаково и зависит только от температуры, т.е.

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \frac{E_o}{A_o} = f(T). \quad (18.2)$$

Если учесть, что для абсолютно черного тела $A_o = 1$ (все величины, относящиеся к абсолютно черному телу, принято обозначать с индексом «0»), то получим:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = E_o = f(T) \quad (18.3)$$

В окончательной форме закон Кирхгофа можно сформулировать следующим образом: *отношение излучательной способности к поглощательной для любого тела одинаково и равно излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре.*

Таким образом, для любых тел это отношение при определенной температуре есть величина постоянная и не зависящая от природы поверхности тела. Следовательно, тела, обладающие большой способностью к излучению, одновременно располагают большими возможностями к поглощению падающей извне энергии. Объясняется это одинаковым механизмом квантовых внутриатомных процессов излучения и поглощения энергии.

Из закона Кирхгофа следует, что абсолютно черное тело при данной температуре характеризуется наибольшей энергией излучения по сравнению с собственным излучением других тел, так как по определению $A_o = 1$.

Отношение излучательной способности любого тела к излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре называется *степенью черноты*:

$$e = E / E_0$$

Таким образом, абсолютно черное тело является тем эталоном, с которым сравнивается излучательная способность других тел.

Из уравнения (18.3) получим $E / E_0 = A$, тогда $e = A$, т.е. степень черноты тела равна его поглотительной способности. Таким образом, степень черноты можно определить как часть энергии, поглощаемой телом. Степень черноты изменяется в пределах 0–1 и зависит от природы тела, состояния его поверхности, способа обработки и температуры.

Увеличение шероховатости поверхности приводит к повышению степени черноты, т.е. к *эффекту почернения*, так как за счет бугорков увеличивается площадь поверхности.

Повышения степени черноты можно также достичь покрытием поверхности металла с малым e другим металлом с большей степенью черноты, однако если толщина покрытия мала, то на степень черноты будет оказывать влияние основной металл.

Закон Кирхгофа справедлив не только для излучения в целом, но и для любого участка длин волн спектра излучения.

Большинство твердых и жидких тел имеет сплошной спектр излучения в интервале длин волн от 0 до ∞ . Но эта энергия распределяется по спектру неравномерно. Например, интенсивность излучения, испускаемого поверхностью нагретого докрасна металла, гораздо больше в красной, чем в фиолетовой области спектра.

Чистые металлы и газы излучают энергию только в определенном интервале длин волн, т. е. селективно. Излучение зависит от природы тела, его температуры и состояния поверхности.

Закон Планка. Спектральная интенсивность излучения I_λ представляет собой лучеиспускательную способность тела для длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, отнесенную к рассматриваемому интервалу длин волн $d\lambda$:

$$I_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}$$

Планк теоретически получил уравнение распределения энергии по длинам волн для абсолютно черного тела:

$$I_{\lambda, T} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (18.4)$$

где λ – длина волны; T – абсолютная температура; e – основание натурального логарифма; C_1 и C_2 – постоянные: планка.

Зависимость $I_{\lambda, T} = f(\lambda)$ для различных температур приведена на рис 18.1. Анализ графиков показывает, что с увеличением λ интенсивность

излучения возрастает от 0 (при $I = 0$) до максимума (при $I = I_{\text{макс}}$), а затем снова уменьшается до 0 (при $I = \infty$). Такая закономерность характерна для различных температур.

Закон Вина. С повышением температуры максимум излучения смещается в область более коротких волн. Между $I_{\text{макс}}$ и T существует следующее соотношение:

$$I_{\text{макс}} T = \text{const} = 2,9 \text{ мм} \cdot \text{К}, \quad (18.5)$$

т. е. произведение длины волны, которой излучается максимум энергии, на соответствующую температуру есть величина постоянная.

Смещение максимума излучения с изменением температуры находит практическое применение в ряде установок (солнечные водонагреватели, ге-лиосушилки, парники, оранжереи). В них используется свойство обычного оконного стекла пропускать световые лучи, но не пропускать ультрафиолетовые и инфракрасные лучи с длиной волны, большей 5 мкм. Благодаря этому стеклянное покрытие парника, например, хорошо пропускает солнечные лучи, основная энергия которых приходится на область видимых и частично инфракрасных лучей, и не пропускает в обратном направлении тепловое излучение земли, максимум которого находится в длинноволновой части спектра. Таким образом, использование разной пропускательной способности стекла по отношению к излучению различных длин волн позволяет сохранять зимой в парниках и оранжереях повышенную температуру.

Примером смещения максимума излучения с повышением температуры в область более коротких волн может служить нагревание металлического тела. При сравнительно низких температурах цвет тела, хотя оно и излучает некоторое количество энергии, остается неизменным.

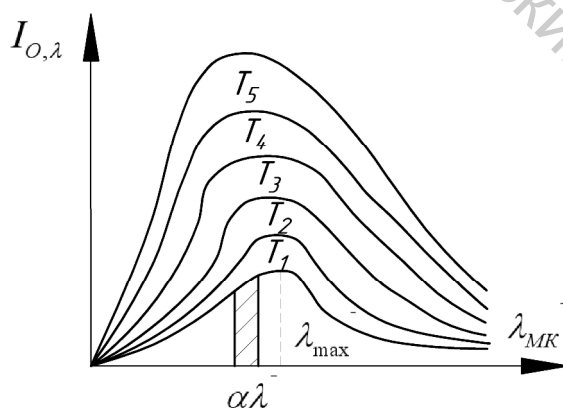


рис 18.1

При повышении температуры до определенных ее значений тело приобретает красный цвет, при дальнейшем повышении температуры цвет тела становится белым, а затем голубым. Это свидетельствует о том, что при низкой температуре энергия излучается только инфракрасной частью спек-

тра, а при высокой температуре – также и видимой, т.е. максимум интенсивности смещается в коротковолновую часть спектра. Так, например, нить электрической лампочки благодаря высокой температуре часть энергии излучает в виде света.

Отражательная способность тела также определяется длиной волны падающего на него излучения, т.е. отражение осуществляется избирательно. Например, предметы белого цвета хорошо отражают световые лучи (коротковолновые), в то время как тепловые (длинноволновые) зачастую поглощают. Последнее обстоятельство в основном зависит от состояния поверхности (ее шероховатости). Так, например, поглощательная способность свежевыпавшего снега $A = 0,96$. Это означает, что снег благодаря большой шероховатости очень хорошо поглощает низкотемпературное инфракрасное излучение, а белый цвет его свидетельствует о хорошем отражении лучей видимой части спектра. Черное же тело равномерно поглощает излучения различных длин волн. Для поглощения и отражения тепловых лучей большее значение имеет не цвет, а состояние поверхности. Отражательная способность гладких поверхностей независимо от цвета во много раз выше, чем шероховатых. Для отражения солнечных лучей с малой длиной волны применяется белая окраска (нефтехранилища, вагоны-ледники и др.). При этом обмен низкотемпературным излучением сохраняется. Для повышения поглощательной способности тел по отношению к различным длинам волн их поверхность покрывают темной шероховатой краской.

Закон Стефана – Больцмана. Полное количество энергии излучаемой по всем длинам волн в единицу времени 1 м^2 абсолютно черного тела (полная лучеиспускательная способность), равно:

$$E_o = \int_0^{\infty} I_{o,l} dl = \int_0^{\infty} \frac{C_1 dl}{I^5 \left(e^{\frac{C_2}{lT}} - 1 \right)}. \quad (18.6)$$

На рис 18.1 это количество энергии измеряется площадью ограниченной изотермой и осью абсцисс. Энергия видимого излучения ($l = 0,4 - 0,8 \text{ мкм}$) составляет незначительную часть от полного количества излучаемой энергии.

Проинтегрировав уравнение (18.6) получим:

$$E_o = S_o T^4, \quad (18.7)$$

где S_o – константа излучения абсолютно черного тела, равная:

$$S_o = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4).$$

Выражение (18.7) является законом Стефана – Больцмана: *полная энергия излучения абсолютно черного тела прямо пропорциональна его абсолютной температуре в четвертой степени.* Для упрощения расчетов это уравнение применяется в виде:

$$E_o = C_o \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (18.8)$$

где C_o – коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела:

$$C_o = 10^8 S_o = 5,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4).$$

Тела, спектральная поглотительная способность которых не зависит от длины падающего излучения, называются *серыми* телами. Для них коэффициент поглощения независимо от длины волны есть величина постоянная: $A_l = \text{const} \leq 1$.

По своим свойствам к ним близки окислы металлов, строительные и теплоизоляционные материалы. В дальнейшем будут рассматриваться только серые тела.

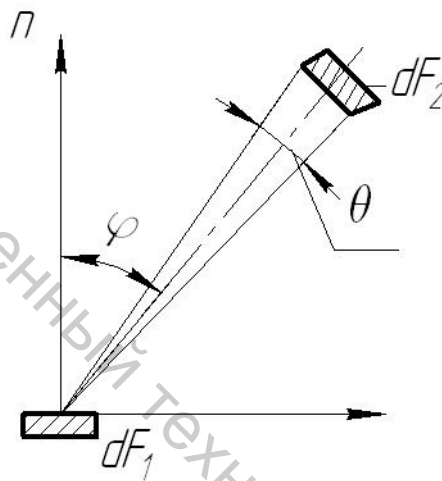


рис 18.2

Энергия излучения серого тела определяется по формуле

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (18.9)$$

где C – коэффициент лучеиспускания серого тела. Так как степень черноты:

$$e = \frac{E}{E_o} = \frac{C \left(\frac{T}{100} \right)^4}{C_o \left(\frac{T}{100} \right)^4} = \frac{C}{C_o},$$

то:

$$E = e C_o \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (18.10)$$

Таким образом, энергию, излучаемую серым телом, можно выразить через соответствующую энергию абсолютно черного тела при той же температуре, умножив ее на постоянную величину e .

Закон Ламберта. Энергия, излучаемая телом в полусферическое пространство, распределяется неравномерно, и ее количество зависит от направления излучения. Распределение энергии по различным направлениям подчиняется закону Ламберта. В направлении, нормальном к поверхности тела, излучается максимум энергии E_n , а в направлении, составляющем с поверхностью угол j , количество излучаемой энергии определяется соотношением:

$$E_j = E_n \cos j, \quad (18.11)$$

т. е. чем больше угол j , тем меньшее количество энергии излучается в данном направлении.

На рис 18.2 приведена диаграмма, характеризующая особенность излучения элементарной площадки dF . Как видно, с увеличением угла j количество лучистой энергии плавно уменьшается от максимального значения, равного E_n (при $j = 0^\circ$), до нуля (при $j = 90^\circ$).

Следует отметить, что закон Ламберта строго справедлив для абсолютно черного тела, а для реальных тел с диффузно излучающими поверхностями он применим только в диапазоне $0 < j < 60^\circ$ причем с некоторым приближением. Полированные металлы не подчиняются этому закону, так как с увеличением угла j их степень черноты e_j возрастает.

18.2 Теплообмен излучением между твердыми телами

18.2.1 Параллельные пластины

Закон Стефана – Больцмана позволяет определить плотность собственного излучения $E_{соб.}$, которое возникает в поверхностном слое тела и полностью определяется его температурой и физическими свойствами. Если тело участвует в теплообмене излучением с другими телами, то на рассматриваемое тело падает извне энергия излучения в количестве $E_{над}$. Часть падающей энергии излучения в количестве $AE_{над}$ телом поглощается и превращается в его внутреннюю энергию. Остальная часть энергии излучения в количестве $RE_{над}$ отражается от тела. Сумма собственного и отраженного излучений, испускаемых поверхностью данного тела, называется *эффективным (фактическим) излучением* (рис 18.3):

$$E_{эф} = E_{соб} + RE_{над} = E_{соб} + (1 - A)E_{над}.$$

Эффективное излучение зависит не только от физических свойств и температуры данного тела, но и от физических свойств, температуры и спектра излучения других окружающих тел. Кроме того, оно зависит от формы, размеров и относительного расположения тел в пространстве. Вследствие этого физические свойства эффективного и собственного излучений неодинаковы и спектры их излучения различны.

Для черного тела $E_{эф} = E_{соб}$, так как для него $E_{отр} = 0$.

Рассмотрим теплообмен излучением между двумя серыми параллельными пластинами, разделенными прозрачной средой (рис 18.4). Размеры пластин значительно больше расстояния между ними, так что излучение одной из них будет полностью попадать на другую. Поверхности пластин подчиняются закону Ламберта. Обозначим: температуры пластин T_1 и T_2 , коэффициенты поглощения A_1 и A_2 ; собственные излучения пластин, определяемые по закону Стефана – Больцмана, E_1 и E_2 ; эффективные излучения пластин $E_{1эф}$ и $E_{2эф}$ коэффициенты излучения C_1 и C_2 . Полагаем, что $T_1 > T_2$.

Первая пластина излучает на вторую энергию; вторая пластина часть этой энергии поглощает, а часть отражает обратно на первую, где снова первая пластина часть поглощает и часть излучает обратно на вторую, и т.д.

Суммарный поток излучения первой пластины, состоящий из собственного излучения E_1 и отраженного излучения второй пластины $(1 - A)E_{2эф}$, находим из уравнения:

$$E_{1эф} = E_1 + (1 - A_1)E_{2эф}.$$

Аналогично найдем суммарное, излучение второй пластины:

$$E_{2эф} = E_2 + (1 - A_2)E_{1эф}$$

Решая эти два уравнения относительно $E_{1эф}$ и $E_{2эф}$, получаем:

$$E_{1эф} = \frac{E_1 + E_2 - A_1 E_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}; \quad E_{2эф} = \frac{E_1 + E_2 - A_2 E_1}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}.$$

Тепловое излучение между пластинами, находим из уравнения:

$$q = E_{1эф} - E_{2эф}.$$

Подставляя значение $E_{1эф}$ и $E_{2эф}$ и произведя соответствующие преобразования, получаем:

$$q = \frac{A_2 E_1 - A_1 E_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}.$$

Подставляем значения E_1 и E_2 получим уравнение для теплового излучения между параллельными поверхностями:

$$q = C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (18.12)$$

где $C_{np} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_o}}$ – приведенный коэффициент излучения.

Вместо C_{np} в расчетах можно применять приведенную степень черноты системы тел в следующем виде:

$$C_{np} = e_{np} \cdot C_o,$$

где e_{np} – приведенная степень черноты системы:

$$e_{np} = \frac{1}{\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} - 1} \quad (18.13)$$

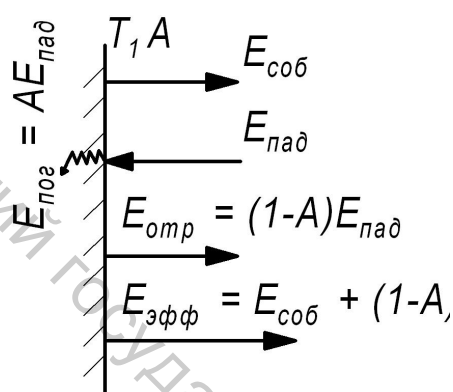


рис 18.3

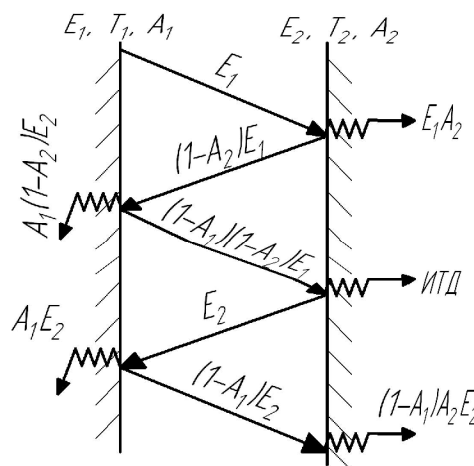


рис 18.4

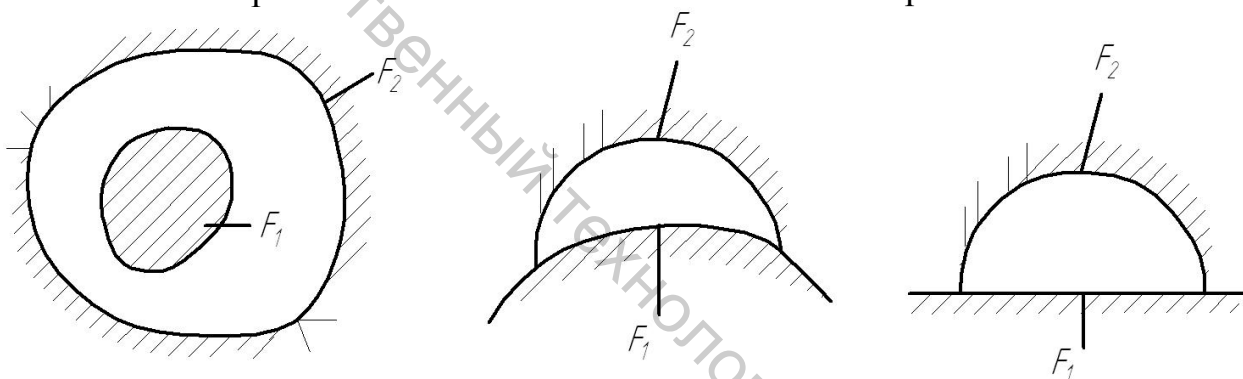


рис 18.5

18.2.2 Теплообмен излучением между телами, одно из которых находится внутри другого

В технике часто приходится решать задачи теплообмена излучением, когда одно тело находится внутри другого (рис 18.5). Поверхность внутреннего тела выпуклая; внутренняя поверхность внешнего тела вогнутая. Обозначим величины внутреннего тела через A_1, C_1, e_1, T_1, F_1 и внешнего – A_2, C_2, e_2, T_2, F_2 . В отличие от теплообмена между параллельными пластинами в данном случае на внутреннее тело падает лишь часть j от эффективного излучения внешнего тела. Остальная часть энергии излучения $(1-j)$ падает на поверхность внешнего тела.

Эффективное излучение внутреннего тела состоит из собственного излучения и отраженного, полученного от внешнего тела:

$$E_{1эф} = E_1 F_1 + (1 - A_1) j E_{2эф} \quad (a)$$

Эффективное излучение внешнего, тела состоит из собственного излучения, отраженного от внутреннего тела, и отраженного собственного излучения:

$$E_{2эф} = E_2 F_2 + (1 - A_2) j E_{1эф} + (1 - A_2)(1 - j) E_{2эф} \quad (6)$$

Величина теплообмена излучением между телами:

$$Q = E_{1эф} - E_{2эф}.$$

Решая совместно уравнения (а) и (б) и подставляя $E_{1эф}$ и $E_{2эф}$ в последнее уравнение, получаем:

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_s} \right)} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1. \quad (18.14)$$

Обозначим величину $\frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_s} \right)}$ через C_{np} .

Тогда теплообмен излучением между телами, когда одно из них находится внутри другого, определяется уравнением:

$$Q = C_{np} F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (18.15)$$

Если вместо C_{np} в расчете применить приведенную степень черноты системы тел, то уравнение теплообмена излучением имеет следующий вид:

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{e_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{e_2} - 1 \right)} C_o F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (18.16)$$

Если поверхность F_1 мала по сравнению с поверхностью F_2 , то отношение $\frac{F_1}{F_2}$ приближается к нулю и $e_{np} = e_1$, а уравнение теплообмена примет вид:

$$Q = e_1 \cdot C_o \cdot F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (18.17)$$

18.3 Тепловые экраны

В различных областях техники довольно часто встречаются случаи, когда требуется уменьшить передачу теплоты излучением. Например, нужно оградить рабочих от действия тепловых лучей в цехах, где имеются поверхности с высокими температурами. В других случаях необходимо оградить деревянные части зданий от энергии излучения в целях предотвращения вос-

пламенения; следует защищать от энергии излучения термометры, так как в противном случае они дают неверные показания. Поэтому всегда, когда необходимо уменьшить передачу теплоты излучением, прибегают к установке экранов. Обычно экран представляет собой тонкий металлический лист с большой отражательной способностью. Температуры обеих поверхностей экрана можно считать одинаковыми (рис 18.6).

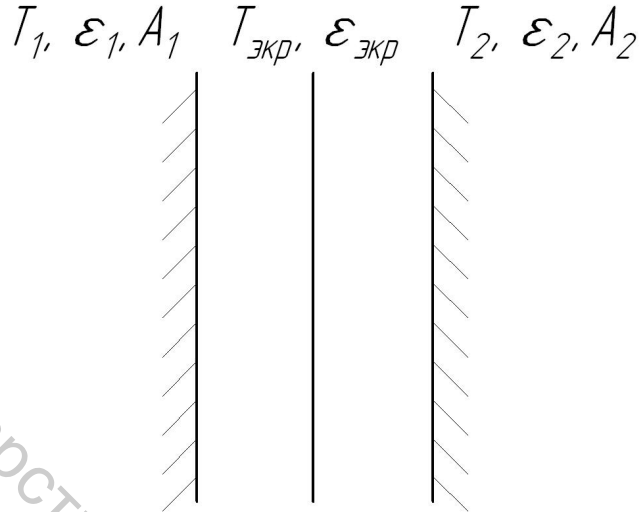


рис 18.6

Рассмотрим действие экрана между двумя плоскими безграничными параллельными поверхностями, причем передачей теплоты конвекцией будем пренебрегать. Поверхности стенок и экрана считаем одинаковыми. Температуры стенок T_1 и T_2 поддерживаются постоянными, причем $T_1 > T_2$. Допускаем, что коэффициенты излучения стенок и экрана равны между собой. Тогда приведенные коэффициенты излучения между поверхностями без экрана, между первой поверхностью и экраном, экраном и второй поверхностью равны между собой.

Тепловой поток, передаваемый от первой поверхности ко второй (без экрана), определяем из уравнения:

$$q_o = C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Тепловой поток, передаваемый от первой поверхности к экрану, находим по формуле:

$$q_1 = C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{эк}}{100} \right)^4 \right],$$

а от экрана ко второй поверхности – по уравнению:

$$q_2 = C_{np} \left[\left(\frac{T_{эк}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

При установившемся тепловом состоянии $q_1 = q_2$, поэтому

$$C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{эк}}{100} \right)^4 \right] = C_{np} \left[\left(\frac{T_{эк}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

откуда:

$$\left(\frac{T_{эк}}{100} \right)^4 = \frac{1}{2} C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

Подставляя полученную температуру экрана в любое из уравнений, получаем:

$$q_{1-2} = \frac{1}{2} C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

Сравнивая первое и последнее уравнения, находим, что установка одного экрана при принятых условиях $e_1 = e_{экp} = e_2$ уменьшает теплоотдачу излучением в два раза:

$$q_{1-2} = \frac{1}{2} q_o \quad (18.18)$$

Можно доказать, что установка двух экранов уменьшает теплоотдачу втрое, установка трех экранов уменьшает теплоотдачу вчетверо и т. д. Значительный эффект уменьшения теплообмена излучением получается при применении экрана из полированного металла с наименьшим значением e , т. е. с большой отражательной способностью.

При наличии одного экрана со степенью черноты $e_{экp}$ приведенная степень черноты определяется:

$$e_{np}^{экp} = \frac{1}{\frac{1}{e_1} + \frac{1}{e_2} + 2 \left(\frac{1}{e_{экp}} - 1 \right)} \quad (18.19)$$

18.4 Лучеиспускание газов

Законы лучеиспускания газов отличаются от аналогичных законов для твердых тел. Если многие твердые тела излучают энергию во всем диапазоне длин волн от 0 до ∞ , то одноатомные и двухатомные газы практически совсем ее не излучают, а трех- и многоатомные излучают (и, следовательно, поглощают) энергию только в очень узких интервалах длин волн, т. е. их спектры излучения и поглощения имеют избирательный (селективный) характер. Так, например, углекислый газ и водяной пар обладают тремя полосами излучения и поглощения. Ввиду того, что газы имеют очень малую плотность, они излучают и поглощают всем объемом, а твердые тела практически только поверхностью (очень тонким слоем: у проводников теплоты его толщина порядка 1 мкм, а у непроводников – до 1 мм), так как большинство твердых

тел непрозрачно почти для всего спектра, а газы для многих длин волн прозрачны.

Поглощательная способность газов тем выше, чем большее количество молекул встречается на пути луча. Это количество определяется длиной пути l и плотностью газа (парциальным давлением p), т. е. произведением lp . Поглощательная способность газов, так же как и твердых тел, в значительной степени зависит от температуры и, следовательно, определяется функциональной зависимостью $A = f(lp, T)$. Поглощательная способность (степень черноты) газа растет с увеличением толщины слоя, но предельная величина степени черноты бесконечно толстого слоя водяного пара значительно меньше единицы и равна 0,75.

Как показывает опыт, коэффициент поглощения A для газов в большей степени, чем для твердых тел, зависит от температуры, поэтому лучеиспускательная способность газов отклоняется от закона Стефана - Больцмана. Например, для углекислого газа лучеиспускательная способность пропорциональна температуре в степени 3,5, а для водяного пара – в степени 3. Однако для удобства практических расчетов применительно к газам пользуются формулами справедливыми для твердых тел. Коэффициент лучеиспускания C при этом есть величина переменная и определяется с помощью зависимостей из соотношения $C = e_r C_o$, где e_r – степень черноты газового слоя.

Поглощательная способность смеси газов практически почти равна сумме поглощательных способностей отдельных компонентов, входящих в состав смеси, так как полосы излучения углекислого газа и водяного пара перекрываются незначительно. Степень черноты данной смеси газов можно приближенно вычислить по формуле $e_r = e_{CO_2} + b e_{H_2O}$, где b – поправочный множитель, учитывающий влияние на степень черноты полного давления газовой смеси.

При лучистом теплообмене газов с поверхностью тела необходимо учитывать степень черноты газа и твердого тела. Энергия, падающая на лучевоспринимающую поверхность, частично ею поглощается. Отраженная часть энергии проходит сквозь полупрозрачный газ и, попадая на другую поверхность, снова частично поглощается.

Обычно эффективную степень черноты e_{cm} принимают средней между e_{cm} и единицей:

$$e'_{cm} = \frac{e_{cm} + 1}{2}$$

Приближенное расчетное уравнение для лучистого теплообмена между газом и поверхностью тела имеет вид

$$E = e_r e'_{cm} C_o \left[\left(\frac{T_z}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right] \quad (18.20)$$

Так как при теплообмене излучением между газом и стенкой происходит одновременно и конвективный теплообмен при турбулентном режиме движения излучающего газа то $q = q_k + q_{изл}$.

Величина q_k определяется по критериальным уравнениям теплообмена.

Лучистый тепловой поток определяется по формуле:

$$q_{изл.} = e_{np} C_o \left[\left(\frac{T_z}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right], \quad (18.21)$$

где
$$e_{np} = \frac{e_z \cdot e'_{cm}}{e'_{cm} + e_z (1 + e'_{cm})} \quad (18.22)$$

Общий тепловой поток излучением и конвекцией определяется выражением:

$$q_o = q_k + q_{изл} = (e_{конв} + e_{np}) C_o \left[\left(\frac{T_z}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right]; \quad (18.23)$$

где
$$e_{конв} = \frac{a_k (t_z - t_{cm})}{C_o \left[\left(\frac{T_z}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right]} \quad (18.24)$$

или
$$q_o = a_o (t_z - t_{cm}); \quad a_o = (a_{изл} + a_{конв}). \quad (18.25)$$

Из выражений (18.25) можно определить коэффициент теплообмена излучением $a_{изл}$. При температурах излучающего газа более 1000°C конвективная составляющая теплообмена a_k не превышает 10% от общего потока излучения.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Природа энергии излучения.
2. Классификация электромагнитных колебаний.
3. Как называются лучи относящиеся к тепловому излучению и какова их длина волны?
4. Что называется поглотательной, отражательной и пропускательной способностью?
5. Что называется абсолютно черной, абсолютно белой, абсолютно прозрачной и зеркальной поверхностью?
6. Какой спектр излучения твердых, жидких и газообразных тел?
7. Что называется излучательной способностью тела?
8. Что называется интенсивностью излучения?
9. Приведите баланс лучистого теплообмена?
10. Закон Планка и его графическое изображение.
11. Закон Вина, закон Кирхгофа.
12. Закон Стефана-Больцмана.

13. Коэффициент излучения абсолютно черного и серого тела.
14. Что называется степенью черноты?
15. Закон Ламберта. Для каких тел он справедлив?
16. Приведите анализ и следствие из закона Кирхгофа.
17. Запишите уравнение теплообмена излучением между параллельными пластинами.
18. Приведите уравнение теплообмена излучением, когда одно тело находится внутри другого.
19. Тепловые экраны. Приведите уравнение для определения приведенной степени черноты в случае установки одного экрана.

19 ПРОЦЕССЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

19.1 Сложный теплообмен и теплопередача

19.1.1 Сложный теплообмен. Разделение общего процесса тепла на элементарные явления – теплопроводность, конвекцию и тепловое излучение – производится в основном из методологических соображений. В действительности же эти явления протекают одновременно влияя друг на друга. Конвекция, например, часто сопровождается тепловым излучением, теплопроводность в пористых телах – конвекцией и излучением в порах, а тепловое излучение – теплопроводностью и конвекцией.

В практических расчетах разделение таких сложных процессов на элементарные явления не всегда возможно и целесообразно. Обычно результат совокупного действия отдельных элементарных явлений приписывается одному из них, которое и считается главным. Влияние же остальных (второстепенных) явлений сказывается лишь на величине количественной характеристики основного. Так, например, при распространении тепла в пористом теле в качестве основного явления принято считать теплопроводность, а влияние конвекции и теплового излучения в порах учитывается соответственным увеличением значения коэффициента теплопроводности $\lambda_{экв}$.

Процесс переноса тепла между потоком излучающего газа и стенкой также является результатом совокупного действия конвективного теплообмена и теплового излучения; это так называемый сложный теплообмен. Здесь в качестве основного явления обычно принимается излучение. В этом случае количественной характеристикой процесса является коэффициент теплоотдачи $\alpha_o = \alpha_k + \alpha_l$, где α_k учитывает действие конвекции и теплопроводности, а α_l — действие основного теплового излучения.

Если $t_{жс}$ – температура газа и $t_{см}$ – температура тепловоспринимающей стенки, то каждой единице поверхности этой стенки передается тепло путем конвекции

$$q_k = a_k (t_{жс} - t_{см}),$$

и путем теплового излучения

$$q_{изл} = e \cdot C_o \left[\left(\frac{T_{жс}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{см}}{100} \right)^4 \right].$$

Суммируя эти формулы, имеем:

$$q_o = q_k + q_o = a_k (t_{жс} - t_{см}) + e \cdot C_o \left[\left(\frac{T_{жс}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{см}}{100} \right)^4 \right].$$

Так как $t_{жс} - t_{см} = T_{жс} - T_{см}$, то, вынося эту разность за скобки, получаем:

$$q_o = \left\{ a_k + e \cdot C_o \left[\frac{\left(\frac{T_{жс}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{см}}{100} \right)^4}{T_{жс} - T_{см}} \right] \right\} (t_{жс} - t_{см}) \quad (19.1)$$

или

$$q_o = (a_k + a_{изл}) (t_{жс} - t_{см}) = a_o (t_{жс} - t_{см}), \quad (19.2)$$

где α_k – коэффициент теплоотдачи конвекцией; $\alpha_{изл}$ – коэффициент теплоотдачи излучением; α_o – общий (суммарный) коэффициент теплоотдачи.

Из уравнений (19.1) и (19.2) определяется коэффициент теплоотдачи излучением

$$a_{изл} = e \cdot C_o \cdot 10^{-8} \frac{(T_{жс}^4 - T_{см}^4)}{(T_{жс} - T_{см})}, \quad (19.3)$$

где ϵ – приведенная степень черноты системы; C_o – коэффициент излучения абсолютно черного тела, равный $5,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

В случае, если в качестве основного принять процесс теплового излучения, расчетная формула суммарной теплоотдачи будет иметь вид:

$$q_o = (e_k + e_{np}) \cdot C_o \left[\left(\frac{T_{жс}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{см}}{100} \right)^4 \right]. \quad (19.4)$$

Участие в процессе конвективного теплообмена здесь учитывается увеличением приведенной степени черноты системы за счет ϵ_k , равного:

$$e_k = \frac{a_k (t_{жс} - t_{см})}{C_o \left[\left(\frac{T_{жс}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{см}}{100} \right)^4 \right]}. \quad (19.5)$$

19.2 Теплопередача.

При рассмотрении процесса переноса тепла от нагретого теплоносителя к холодному через твердую стенку задача еще более усложняется. Здесь процесс определяется совокупным действием рассмотренных элементарных явлений. В качестве примера возьмем паровой котел. Здесь от горячих газов к внешней поверхности кипяtilьных труб пе-

ренос тепла осуществляется теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением; через стенку трубы – только теплопроводностью; от внутренней поверхности к воде – конвекцией и теплопроводностью. Отсюда следует, что теплопроводность, конвекция и тепловое излучение являются лишь частными условиями общего процесса переноса тепла. Количественной характеристикой этого процесса является коэффициент теплопередачи k , значение которого определяет количество тепла, переданного в единицу времени от одной жидкости к другой при разности температур между ними в один градус. При этом расчетная формула имеет следующий вид:

$$Q = k(t_{ж1} - t_{ж2}). \quad (19.6)$$

В зависимости от принятой схемы расчета значение Q может быть отнесено к единице длины, единице поверхности или единице объема. При этом его размерность, а также размерность коэффициента теплопередачи соответственно изменяются. Физическая сторона сложного процесса теплопередачи всецело определяется явлениями теплопроводности, конвекции и теплового излучения, а коэффициент теплопередачи является лишь количественной, чисто расчетной характеристикой процесса. Взаимная связь между коэффициентами теплопередачи, с одной стороны, и коэффициентами теплопроводности и теплоотдачи – с другой, зависит от формы стенки, отделяющей горячую жидкость от холодной.

19.3 Теплопередача через стенки

1. Однослойная плоская стенка. Имеется однородная плоская стенка с коэффициентом теплопроводности λ и толщиной δ . По одну сторону находится горячая среда с температурой $t_{ж1}$ по другую – холодная с температурой $t_{ж2}$.

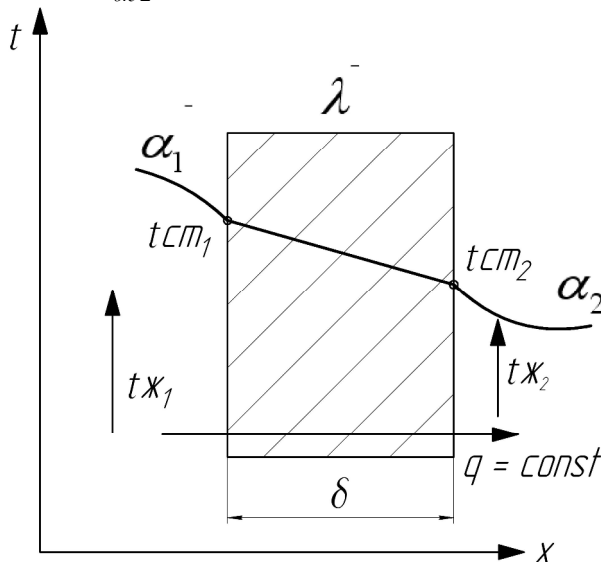


рис 19.1

Температуры поверхностей стенки неизвестны, обозначим их буквами t_{cm1} и t_{cm2} (рис 19.1). Значение суммарного коэффициента теплоотдачи на горячей стороне равно α_1 , на холодной – α_2 .

При установившемся тепловом состоянии количество тепла, переданное от горячей жидкости к стенке, равно количеству тепла, переданному через стенку, и количеству тепла, отданному от стенки к холодной жидкости. Следовательно, для теплового потока q можно написать три выражения:

$$\left. \begin{aligned} q &= a_1(t_{ж1} - t_{cm1}); \\ q &= \left(\frac{l}{d}\right)(t_{cm1} - t_{cm2}); \\ q &= a_2(t_{cm2} - t_{ж2}). \end{aligned} \right\}$$

Из этих уравнений определяются частные температурные напоры

$$\left. \begin{aligned} t_{ж1} - t_{cm1} &= q/a_1; \\ t_{cm1} - t_{cm2} &= qd/l; \\ t_{cm2} - t_{ж2} &= q/a_2. \end{aligned} \right\}.$$

Складывая, получаем полный температурный напор

$$t_{ж1} - t_{ж2} = q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2),$$

из которого определяется значение теплового потока

$$q = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2} (t_{ж1} - t_{ж2}) = k(t_{ж1} - t_{ж2}), \quad (19.7)$$

где коэффициент теплопередачи определяется выражением

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \quad (19.8)$$

Таким образом, чтобы вычислить значение коэффициента теплопередачи k для плоской стенки, необходимо знать толщину этой стенки δ , коэффициент теплопроводности λ и значения коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 .

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется полным термическим сопротивлением теплопередачи. Из (19.8) эта величина равна:

$$R = 1/k = 1/a_1 + d/l + 1/a_2.$$

Из этого соотношения следует, что общее термическое сопротивление равно сумме частных: $R = R_{a_1} + R_l + R_{a_2}$, где $R_{a_1} = 1/a_1$ – частное термическое сопротивление теплоотдачи со стороны горячего теплоносителя; $R_\lambda = \delta/\lambda$ – частное термическое сопротивление теплопроводности (стенки); $R_{a_2} = 1/a_2$ – частное термическое сопротивление теплоотдачи со стороны холодного теплоносителя.

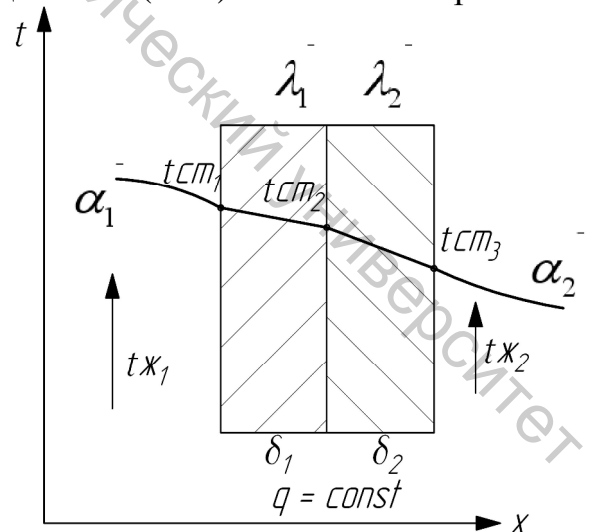


рис 19.2

2. Многослойная плоская стенка. Рассматривается стенка, состоящая из нескольких, например двух, слоев (рис 19.2). Толщины слоев – δ_1 и δ_2 , коэффициенты теплопроводности λ_1 и λ_2 . С одной стороны находится го-

рячая среда с температурой $t_{ж1}$, с другой – холодная с температурой $t_{ж2}$. Значение суммарного коэффициента теплоотдачи с горячей стороны α_1 , с холодной α_2 .

При установившемся тепловом состоянии системы величина удельного теплового потока постоянна и поэтому можно написать:

$$\left. \begin{aligned} q &= a_1(t_{ж1} - t_{cm1}); \\ q &= \frac{I_1}{d_1}(t_{cm1} - t_{cm2}); \\ q &= \frac{I_2}{d_2}(t_{cm2} - t_{cm3}); \\ q &= a_2(t_{cm3} - t_{ж2}). \end{aligned} \right\}$$

Из этих уравнений определяются частные температурные напоры:

$$\left. \begin{aligned} t_{ж1} - t_{cm1} &= q \frac{1}{a_1}; \\ t_{cm1} - t_{cm2} &= q \frac{d_1}{I_1}; \\ t_{cm2} - t_{cm3} &= q \frac{d_2}{I_2}; \\ t_{cm3} - t_{ж2} &= q \frac{1}{a_2}. \end{aligned} \right\}$$

Складывая, получаем полный температурный напор

$$t_{ж1} - t_{ж2} = q(1/a_1 + d_1/I_1 + d_2/I_2 + 1/a_2),$$

из которого определяется значение удельного теплового потока

$$q = \frac{1}{1/a_1 + d_1/I_1 + d_2/I_2 + 1/a_2}(t_{ж1} - t_{ж2}) = k(t_{ж1} - t_{ж2}), \quad (19.9)$$

и значение коэффициента теплопередачи для двухслойной плоской стенки

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + 1/\alpha_2} \quad (19.10)$$

Распределение температур при теплопередаче через плоскую одно- и многослойную стенки происходит по линейной зависимости.

Неизвестные температуры t_{cm1} , t_{cm2} и t_{cm3} могут быть определены из уравнений:

$$t_{cm1} = t_{ж1} - q \frac{1}{a_1};$$

$$t_{cm2} = t_{cm1} - q \frac{d_1}{l_1};$$

$$t_{cm3} = t_{ж2} - q \frac{1}{a_2}.$$

Если стенка состоит из нескольких слоев толщиной $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$ и коэффициенты теплопроводности их соответственно равны $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$, то термическое сопротивление теплопередачи будет равно:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{a_1} + \frac{d_1}{l_1} + \frac{d_2}{l_2} + \dots + \frac{d_n}{l_n} + \frac{1}{a_2}$$

или

$$R = 1/k = 1/a_1 + \sum_{i=1}^n d_i/l_i + 1/a_2 \quad (19.11)$$

В этом случае (19.8) принимает вид:

$$k = \frac{1}{1/a_1 + d_1/l_1 + d_2/l_2 + \dots + d_n/l_n + 1/a_2}$$

или

$$k = \frac{1}{1/a_1 + \sum_{i=1}^n d_i/l_i + 1/a_2}. \quad (19.12)$$

3. Однородная цилиндрическая стенка. Пусть имеется цилиндрическая трубчатая поверхность с внутренним диаметром d_1 , внешним d_2 и длиной l . Стенка трубы однородна; ее коэффициент теплопроводности равен λ . Внутри трубы горячая среда с температурой $t_{ж1}$, а снаружи – холодная с температурой $t_{ж2}$. Температуры поверхностей стенки неизвестны, обозначим их через t_{c1} и t_{c2} (рис 19.3).). Со стороны горячей среды суммарный коэффициент теплоотдачи равен α_1 , а со стороны холодной α_2 .

При установившемся тепловом состоянии системы количество тепла, отданное горячей и воспринятое холодной средой, одно и то же. Следовательно, можно написать:

$$\left. \begin{aligned} q_l &= \frac{Q}{l} = a_1 p d_1 (t_{ж1} - t_{см1}); \\ q_l &= \frac{2pl(t_{см1} - t_{см2})}{\ln \frac{d_2}{d_1}}; \\ q_l &= a_2 p d_2 (t_{см2} - t_{ж2}). \end{aligned} \right\} \quad (19.13)$$

Из этих соотношений определяем частные температурные напоры:

$$\left. \begin{aligned} t_{ж1} - t_{см1} &= \frac{q_l}{p a_1 d_1}; \\ t_{см1} - t_{см2} &= \frac{q_l}{p 2l} \ln \frac{d_2}{d_1}; \\ t_{см2} - t_{ж2} &= \frac{q_l}{p a_2 d_2}. \end{aligned} \right\} \quad (19.14)$$

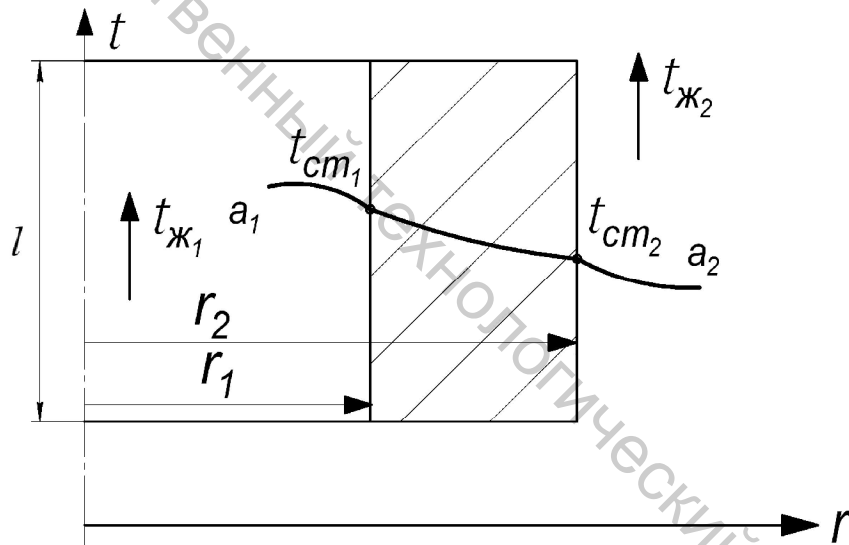


рис 19.3

Складывая уравнения системы (19.14), получаем полный температурный напор

$$t_{ж1} - t_{ж2} = \frac{q_l}{p} \left(\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{a_2 d_2} \right). \quad (19.15)$$

Из (19.15) определяется значение линейного теплового потока q_l :

$$q_l = \frac{p(t_{ж1} - t_{ж2})}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{a_2 d_2}} = k_l p (t_{ж1} - t_{ж2}). \quad (19.16)$$

Линейный коэффициент теплопередачи (на 1 м длины трубы)

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{a_2 d_2}}. \quad (19.17)$$

Обратная величина коэффициента теплопередачи $1/k_l$ называется линейным термическим сопротивлением теплопередачи.

Из уравнения (19.17) имеем:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{a_2 d_2}$$

Полное сопротивление равно сумме частных – термического сопротивления теплопроводности стенки $\frac{1}{2l} \ln \frac{d_2}{d_1}$ и термических сопротивлений теплопередачи $1/a_1 d_1$ и $1/a_2 d_2$.

Значения t_{cm1} и t_{cm2} определяются из (19.14).

4. Многослойная цилиндрическая стенка. В этом случае рассматривается передача тепла через многослойную, например двухслойную, цилиндрическую стенку. Диаметры и коэффициенты теплопроводности отдельных слоев известны (рис 19.4) температур горячей среды $t_{ж1}$, холодной $t_{ж2}$.

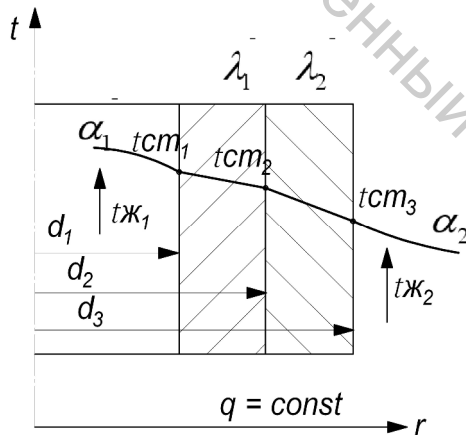


рис 19.4

Коэффициент теплоотдачи со стороны горячей среды α_1 , а со стороны холодной α_2 . Температуры поверхностей t_{cm1} и t_{cm3} , а также температура в месте соприкосновения разнородных цилиндрических слоев t_{cm2} неизвестны. При установившемся тепловом состоянии системы можно записать:

$$\left. \begin{aligned} q_l &= \alpha_1 p d_1 (t_{ж1} - t_{cm1}); \\ q_l &= \frac{p(t_{cm1} - t_{cm2})}{\frac{1}{2l_1} \ln \frac{d_2}{d_1}}; \\ q_l &= \frac{p(t_{cm2} - t_{cm3})}{\frac{1}{2l_1} \ln \frac{d_3}{d_2}}; \\ q_l &= \alpha_2 p d_3 (t_{cm3} - t_{ж2}). \end{aligned} \right\} \quad (19.18)$$

Определяем частные температурные напоры:

$$\left. \begin{aligned} t_{ж1} - t_{cm1} &= \frac{q_l}{p} \frac{1}{a_1 d_1}; \\ t_{cm1} - t_{cm2} &= \frac{q_l}{p} \frac{1}{2l_1} \ln \frac{d_2}{d_1}; \\ t_{cm2} - t_{cm3} &= \frac{q_l}{p} \frac{1}{2l_2} \ln \frac{d_3}{d_2}; \\ t_{cm3} - t_{ж2} &= \frac{q_l}{p} \frac{1}{a_2 d_3}. \end{aligned} \right\} \quad (19.19)$$

Складывая левые и правые части уравнений (19.19), получаем полный температурный напор

$$(t_{ж1} - t_{ж2}) = \frac{q_l}{p} \left(\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2l_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{a_2 d_3} \right)$$

и значение линейного потока

$$q_l = \frac{p(t_{ж1} - t_{ж2})}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2l_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{a_2 d_3}}. \quad (19.20)$$

Распределение температур при теплопередаче через однослойную и многослойную цилиндрические стенки происходит по логарифмической кривой.

Линейный коэффициент теплопередачи для двухслойной стенки

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2l_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{a_2 d_3}}, \quad (19.21)$$

а полное сопротивление $R_l = 1/k_l$.

Для многослойной стенки трубы

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{a_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2l_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{a_2 d_{n+1}}, \quad (19.22)$$

и

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}}. \quad (19.23)$$

Неизвестные температуры стенки t_{cm1} , t_{cm2} , t_{cm3} определяются из системы уравнений (19.19)

Расчетные формулы теплопередачи для труб довольно громоздки поэтому при практических расчетах применяются некоторые упрощения. Если стенка трубы не очень толстая, то вместо формулы (19.16) в расчетах применяются формула для плоской стенки (19.7), которая в этом случае (в применении к трубе длиной 1 м) принимает вид:

$$q = k\pi d_x (t_{ж1} - t_{ж2}) = \frac{\pi d_x (t_{ж1} - t_{ж2})}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}, \quad (19.24)$$

где k – коэффициент теплопередачи для плоской стенки по (19.8); d_x – определяющий диаметр стенки; δ – ее толщина, равная полуразности диаметров.

При этом если $d_1/d_2 > 0,5$, то погрешность расчета не превышает 4%.

Эта погрешность снижается, если при выборе d_x соблюдать следующее правило:

- 1) если $a_1 \gg a_2$, то $d_x = d_2$;
- 2) если $a_1 \approx a_2$, то $d_x = 0,5(d_1 + d_2)$;
- 3) если $a_1 \ll a_2$, то $d_x = d_1$,

т.е. при расчете теплопередачи по формуле (19.24) вместо d_x берется тот диаметр, со стороны которого коэффициент теплоотдачи имеет меньшее значение.

Если же значения коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 одного порядка, то d_x равно среднеарифметическому между внутренним (d_1) и внешним (d_2) диаметрами трубы.

19.4 Теплопередача через сложные стенки

1. Ребристые поверхности. При теплопередаче через плоскую стенку термические сопротивления теплоотдачи определяются значениями α_1 и α_2 и равны $1/\alpha_1$ и $1/\alpha_2$. При теплопередаче через цилиндрическую стенку термические сопротивления определяются не только значениями коэффициентов теплоотдачи, но и значениями диаметров труб и равны $1/\alpha_1 d_1$ и $1/\alpha_2 d_2$. Увеличивая поверхность путем оребрения, можно существенно уменьшить ее термическое сопротивление и тем самым интенсифицировать процесс теплопередачи.

Рассмотрим плоскую стенку толщиной δ , коэффициент теплопроводности которой равен λ . Одна сторона этой стенки снабжена ребрами из того же материала (рис 19.5). С гладкой стороны поверхность равна F_1 , а с оребренной F_2 ; последняя составляется из поверхности ребер и поверхности самой стенки между ребрами. Температура горячей жидкости, омывающей гладкую сторону, равна $t_{ж1}$ а температура этой по-

верхности t_{cm1} . Температура же холодной жидкости, омывающей ребренную сторону, равна $t_{ж2}$, а температура этой поверхности – t_{cm2} . Значения коэффициентов теплоотдачи соответственно равны a_1 и a_2 , причем $a_2 \ll a_1$

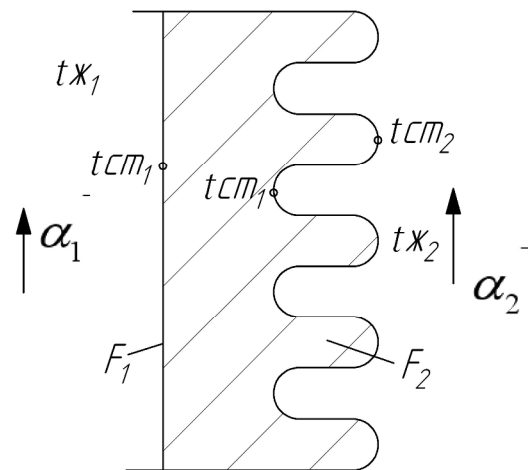


рис 19.5

При установившемся тепловом состоянии системы количество переданного тепла Q может быть выражено тремя уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} Q &= a_1 F_1 (t_{ж1} - t_{cm1}); \\ Q &= \frac{l}{d} F_1 (t_{cm1} - t_{cm2}); \\ Q &= a_2 F_2 (t_{cm2} - t_{ж2}). \end{aligned} \right\} \quad (19.25)$$

Определяем отсюда частные температурные напоры, получаем:

$$\left. \begin{aligned} t_{ж1} - t_{cm1} &= Q \frac{1}{a_1 F_1}; \\ t_{cm1} - t_{cm2} &= Q \frac{d}{l} \cdot \frac{1}{F_1}; \\ t_{cm2} - t_{ж2} &= Q \frac{1}{a_2 F_2}. \end{aligned} \right\} \quad (19.26)$$

Складывая уравнения системы (19.26), получаем полный температурный напор

$$t_{ж1} - t_{ж2} = Q \left(\frac{1}{a_1 F_1} + \frac{d}{l} \cdot \frac{1}{F_1} + \frac{1}{a_2 F_2} \right) \quad (19.27)$$

Из уравнения (19.27) определяем значение Q :

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{a_1 F_1} + \frac{d}{l} \cdot \frac{1}{F_1} + \frac{1}{a_2 F_2}} (t_{ж1} - t_{ж2}) = k_p (t_{ж1} - t_{ж2}). \quad (19.28)$$

Коэффициент теплопередачи для ребристой стенки k_p :

$$k_p = \frac{1}{\frac{1}{a_1 F_1} + \frac{d}{l} \cdot \frac{1}{F_1} + \frac{1}{a_2 F_2}}. \quad (19.29)$$

Если расчет вести на единицу гладкой поверхности, то получим:

$$q_1 = Q / F_1 = k_{p.глад.} (t_{ж1} - t_{ж2}) \quad (19.30)$$

и

$$k_{p.глад.} = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + \frac{d}{l} + \frac{1}{a_2} \cdot \left(\frac{F_1}{F_2} \right)}. \quad (19.31)$$

Если расчет вести на единицу оребренной поверхности, то расчетные уравнения (19.28) и (19.29) принимают вид:

$$q_2 = Q / F_2 = k_p (t_{ж1} - t_{ж2}) \quad (19.32)$$

и

$$k_p = \frac{1}{\frac{1}{a_1} \left(\frac{F_2}{F_1} \right) + \frac{d}{l} \left(\frac{F_2}{F_1} \right) + \frac{1}{a_2}}, \quad (\text{Вт/м}^2 \cdot \text{град.}). \quad (19.33)$$

Таким образом, если ребристая поверхность задана и значения коэффициентов теплоотдачи a_1 и a_2 известны, то расчет теплопередачи через такую стенку трудностей не представляет. При этом необходимо следить лишь за тем, по какой поверхности ведется расчет, ибо в зависимости от этого числовые значения коэффициента теплопередачи будут различны. Отношение площади оребренной поверхности F_2 и гладкой F_1 называется коэффициентом оребрения. Приведенный расчет теплопередачи через оребренную поверхность относится к случаю, когда оребрение задано. Довольно часто требуется сначала рассчитать само оребрение, т. е. установить размеры, количество и способ размещения ребер. В зависимости от их назначения тут могут быть представлены различные требования: в одних случаях требуется эффективное использование материала, в других – максимальная теплопередача, в третьих – минимальная масса или минимальные размеры, т. е. компактные теплообменники.

Оребрение поверхностей нагрева применяется как для выравнивания термических сопротивлений, так и для интенсификации процессов теплопередачи. Имеются теплообменные устройства, как, например, отопительные радиаторы, которые нагреваются водой с $[a_1 = (2 \div 4) \cdot 10^3]$, а охлаждаются снаружи воздухом $[a_2 = 6 \div 20 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град.})]$. В таких случаях для интенсификации теплопередачи со стороны меньшего значения коэффициента теплоотдачи, т.е. с воздушной стороны, путем оребрения увеличивается поверхность нагрева. Иногда оребрение производится с обеих сторон, так делают в тех случаях, когда требуется уменьшить размеры теплообменника, а значения a_1 и a_2 малы.

Изготавливаются ребристые поверхности по-разному. В одних случаях они являются сплошной отливкой из чугуна, в других ребра изготавливаются отдельно и затем прикрепляются к соответствующей поверхности. В последнем случае имеется то преимущество, что ребра можно изготавливать из друго-

го, более теплопроводного материала, чем сама стенка, и вся конструкция может быть выполнена более легкой. Плотный контакт между стенкой и ребрами осуществляется путем насадки ребер в горячем состоянии и последующей пайки, сварки мест соединения. Как правило, плоскость должна быть направлена по движению рабочей жидкости. Иногда с целью искусственной турбулизации потока жидкости и разрушения вязкого подслоя низкие и широко расставленные ребра устанавливаются и поперек потока.

19.5 Интенсификация теплопередачи

Интенсификации процессов теплообмена уделяется большое внимание. Объясняется это тем, что в ряде случаев теплообмен определяет скорость протекания технологических процессов и, следовательно, производительность агрегата и труда. Интенсификация теплообмена зачастую приводит к уменьшению габаритных размеров установки и, как следствие, к сокращению капитальных и эксплуатационных затрат.

Как отмечалось, теплопередача является результатом совокупного действия элементарных видов теплообмена. Возможности же интенсификации каждого из них определяются физической сущностью явлений. В частности, уменьшения термического сопротивления стенки можно достичь или уменьшением ее толщины, или заменой материала стенки другим с большим коэффициентом теплопроводности. Конвективный теплообмен можно интенсифицировать перемешиванием среды и увеличением ее скорости или изменением рода теплоносителя; при лучистом теплообмене – повышением степени черноты и температуры излучающей поверхности. В каждом отдельном случае только в результате тщательного анализа условий теплообмена можно наметить пути его интенсификации. При этом прежде всего необходимо знать формулы для определения коэффициента теплопередачи.

Рассмотрим формулу коэффициента теплопередачи для плоской стенки. Если пренебречь термическим сопротивлением самой стенки ($\delta/\lambda = 0$), то формула примет вид

$$k = \frac{1}{\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}} = \frac{a_1 \cdot a_2}{a_1 + a_2} \quad (19.34)$$

Выражение $k = \frac{a_1}{a_1 + a_2}$ представляет собой дробь, из анализа которой

следует, что коэффициент теплопередачи k принимает значения всегда меньше самого малого из действующих коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 .

Обратимся к числовому примеру. Для некоторых значений α_1 и α_2 произведем расчет коэффициента теплопередачи по формуле (19.34). Получим следующие результаты (α_1 , α_2 и k измерены в Вт/(м²·град.)):

	1	2	3	4	5	6
α_1	4000	8000	4000	20	20	30
α_2	20	20	40	40	60	40
κ	19,9	19,95	39,3	13,3	15	17,2

Как видно, если значения одного коэффициента теплоотдачи значительно больше другого, то увеличение большего из них практически не отражается на величине (графы 1 и 2), изменение же меньшего существенно влияет на значение коэффициента теплопередачи (графы 1 и 3), причем по величине приближается к значению κ , но всегда меньше его. Таким образом, значительной интенсификации процесса теплопередачи в данных условиях можно достичь только увеличением меньшего коэффициента теплоотдачи. Если же α_1 и α_2 одного порядка, то интенсифицировать теплопередачу можно увеличением любого из них (графы 4 – 6).

Для обоснования полученного результата обратимся к методу аналогий. По условию задачи, например, $a_1 = 4000$ и $a_2 = 20$ Вт/(м²·°С). Это означает, что квадратный метр наружной поверхности стенки при разности температур между средой и поверхностью в один градус пропускает тепловой поток в 4000 Вт, в то время как внутренняя поверхность – только 20 Вт. Следовательно, количество теплоты, проходящей через стенку, будет определяться величиной 20 Вт, так как внутренняя поверхность больше теплоты не пропустит. Однако термическим сопротивлением стенки не всегда можно пренебречь. Например, коэффициент теплопроводности накипи, и в особенности сажи, имеет низкие значения, поэтому даже незначительный слой этих отложений создает большое термическое сопротивление стенки.

Из изложенного следует, что для интенсификации теплопередачи необходимо определить отдельные термические сопротивления. Если сопротивления различны, то увеличить теплопередачу можно уменьшением наибольшего из них. Если же они одного порядка, то увеличение κ возможно за счет уменьшения любого сопротивления.

Во многих случаях для теплообменных аппаратов, в которых коэффициенты теплообмена и α_1 и α_2 велики и одного порядка, пренебрегать термическим сопротивлением стенки $R_1 = d/l$ нельзя.

Например, в водяном конденсаторе со стороны воды в трубах $a_1 = 5000$ Вт/м²·град., а со стороны конденсирующего пара $a_2 = 10000$ Вт/м²·град. Если стенку трубы конденсатора изготовить из стали толщиной 3 мм с коэффициентом теплопроводности $l_{cm.} = 30$ Вт/м²·град., то коэффициент теплопередачи $\kappa = 2770$ Вт/м²·град. Если стенку взять из меди или латуни толщиной $d = 1$ мм, то получим $\kappa = 3400$ Вт/м²·град. Отсюда следует, что при больших значениях коэффициентов теплопередачи пренебрегать термическим сопротивлением стенки нельзя. Эти выводы применимы

для оценки влияния термических сопротивлений различных отложений на трубах (накипи, сажи, масла, пыли и др.).

Таким образом, очевидно, что выявить узкое место теплопередачи и наметить способы интенсификации возможно только на основе анализа частных термических сопротивлений. Необходимо всегда уменьшать наибольшие термические сопротивления, для чего необходимы знания законов теплообмена и причин плохой работы теплообменников.

19.6 Тепловая изоляция

Если требуется снизить теплопередачу, то для этого необходимо увеличить термическое сопротивление. При этом достаточно увеличить какое-либо из частных термических сопротивлений, что может быть сделано по-разному. В большинстве случаев это достигается путем нанесения на стенку слоя тепловой изоляции.

а) Виды изоляции. Тепловой изоляцией называется всякое вспомогательное покрытие, которое способствует снижению потери тепла в окружающую среду. Целевое назначение изоляции различно – это или экономия топлива, или создание санитарных условий труда. Подход к выбору и расчету изоляции в каждом случае должен быть различным. В первом случае на первый план выступают соображения экономического характера, а во втором и третьем – требования технологии и санитарии.

Для тепловой изоляции могут применяться любые материалы с низкой теплопроводностью. Однако собственно изоляционными обычно называют такие материалы, коэффициент теплопроводности которых при температуре 50-100°C меньше 0,2 Вт/(м²·°C). Многие изоляционные материалы берутся в их естественном состоянии, например асбест, слюда, пробка, опилки, торф, земля и др., но большинство их получается в результате специальной обработки естественных материалов и представляет собой различные смеси. В зависимости от технологии обработки или процентного состава отдельных компонентов теплоизоляционные свойства материалов меняются. К сыпучим изоляционным материалам почти всегда добавляются связующие материалы, которые ухудшают изоляционные свойства.

Ассортимент изоляционных материалов разнообразен. Многие из них носят специальные названия, например, шлаковая вата, зонолит, асбозурит, асбослюда, ньювель, совелит и др. Шлаковая вата получается из шлака, который расплавляется и затем паровой струей разбрызгивается. Зонолит получается из вермикулита (сорт слюды) путем прокаливании его при температуре 700-800°C. Асбослюда представляет собой смесь асбеста и слюдяной мелочи. Совелит является продуктом химического производства. Широкое применение получила так называемая альфольевая изоляция. В качестве изоляции здесь используется воздух, и вся забота сводится к уменьшению коэффициента конвекции и снижению теплоотдачи излучением путем экранирования алюминиевой фольгой. Коэффициент теплопроводности материалов в сильной мере зависит от их пористости. Чем больше пористость, тем меньше зна-

чение эффективного коэффициента теплопроводности. О пористости материала можно судить по величине его плотности, с увеличением пористости плотность уменьшается.

При выборе материала для изоляции необходимо принимать во внимание механические свойства материалов, а также их способность поглощать влагу и выдерживать высокую температуру. Если температура изолируемого объекта высокая, то обычно применяется многослойная изоляция: сначала ставят материал, выдерживающий высокую температуру, например асбест, а затем уже более эффективный материал с точки зрения теплоизоляционных свойств, например пробка. При этом толщина асбестового слоя выбирается из тех условий, чтобы температура пробки не была выше 80°C. Важным является изоляция объектов в сырых помещениях и при низкой температуре. При насыщении материала влагой теплоизоляционные свойства резко снижаются. Для предотвращения этого явления обычно принимаются специальные меры.

Но когда материал наносится на объект, то вследствие примесей и способа нанесения изоляционные свойства материала меняются. В этом случае правильное представление об изоляции дает не коэффициент теплопроводности материала, а коэффициент теплопроводности всей конструкции в целом, что для практики имеет большое значение. Приблизительно коэффициент теплопроводности конструкции определяется расчетным путем. Однако точное его значение можно определить лишь путем опыта. Последнее можно сделать как в лаборатории, так и в промышленных условиях. Для расчета тепловой изоляции применяют обычно формулы теплопередачи. При расчете изоляции сначала устанавливаются допустимые тепловые потери объекта при наличии изоляции. Затем выбирают сорт изоляции и, задавшись температурой на поверхности изоляции, определяют среднюю температуру последней $t_{из}$, по которой определяется соответствующее значение коэффициента теплопроводности $\lambda_{из}$. При расчете изоляции термическим сопротивлением теплоотдачи от горячей жидкости к стенке и самой стенки можно пренебречь. Тогда температуру изолируемой поверхности можно принять равной температуре горячей жидкости. Зная температуры на внутренней и внешней поверхностях изоляции и коэффициент теплопроводности, определяют требуемую толщину изоляции $d_{из}$. После этого производится проверочный расчет и определяются значения средней температуры изоляционного слоя и температуры на поверхности. Если последние от предварительно принятого значения отличаются существенно, то весь расчет повторяют снова, задавшись новым значением температуры на поверхности изоляции. И так до тех пор, пока расхождение температур не будет в допустимых пределах.

б) Условия рационального выбора материала для тепловой изоляции трубопроводов. При наложении тепловой изоляции на трубопровод потери уменьшаются не пропорционально увеличению толщины изоляции, более того, при неправильном выборе материала изоляции тепловые потери возрастут. Это связано с тем, что у изолированного трубо-

провода внешняя поверхность увеличивается, и условия теплоотвода улучшаются. Анализ показывает, что материал изоляции выбран правильно, если $l_{из}$ удовлетворяет неравенству:

$$l_{из} < a_2 d_2 / 2, \quad (19.35)$$

где d_2 – наружный диаметр трубопровода, а a_2 – коэффициент теплоотдачи от внешней поверхности к окружающей среде.

Рассмотрим условия, при которых тепловые потери с наложением изоляции будут увеличиваться.

Термическое сопротивление трубопровода с однослойной тепловой изоляцией:

$$R_l = \frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l_{ст}} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2l_{из}} \ln \frac{d_{из}}{d_2} + \frac{1}{a_2 d_{из}}.$$

До наложения слоя изоляции термическое сопротивление трубопровода составляло:

$$R_{lo} = \frac{1}{a_1 d_1} + \frac{1}{2l_{ст}} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{a_2 d_2}$$

При наложении изоляции термическое сопротивление изменилось на величину:

$$\Delta R_l = R_l - R_{lo} = \frac{1}{2l_{из}} \ln \frac{d_{из}}{d_2} - \frac{1}{a_2} \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_{из}} \right). \quad (19.36)$$

Это соотношение показывает, что при наложении изоляции термическое сопротивление слоя изоляции $\frac{1}{2l_{из}} \ln \frac{d_{из}}{d_2}$ возрастает и способствует снижению потерь тепла, но одновременно термическое сопротивление теплоотдачи в окружающую среду уменьшается на величину $\frac{1}{a_2} \left(\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_{из}} \right)$, что связано с увеличением внешней поверхности ($d_{из} > d_2$).

Для снижения тепловых потерь нужно, чтобы термическое сопротивление изолированного трубопровода R_l было выше, чем неизолированного R_{lo} , т.е.

$$\Delta R_l > 0. \quad (19.37)$$

Подставляя в соотношение (19.37) значение ΔR_l из (19.36) и решая неравенство относительно величины $l_{из}$, получаем:

$$l_{из} < \frac{1}{2} a_2 d_2 k, \quad (19.38)$$

где $k = \frac{\ln \frac{d_{из}}{d_2}}{1 - \frac{d_2}{d_{из}}}$ – безразмерный числовой коэффициент, наименьшее

значение которого равно 1 при $d_{из} \rightarrow d_2$.

Критический диаметр изоляции $d_{кр.из} = \frac{2I_{из}}{a_2}$ не зависит от диаметра

трубопровода.

Эффективная работа тепловой изоляции возможна при условии $I_{из} < \frac{a_2 d_2}{2}$ и $d_{кр} < d_2$.

Изложенные соображения определяют основное условие (19.35) рационального подбора материала для тепловой изоляции трубопроводов. Если условие (19.35) не выполнено, т.е. выбран материал, для которого $I_{из} > \frac{a_2 d_2}{2}$, то при его нанесении на трубопровод тепловые потери будут не снижаться, а наоборот, расти; при некоторой толщине слоя материала потери достигнут максимума и лишь при еще более толстом слое начнут постепенно снижаться.

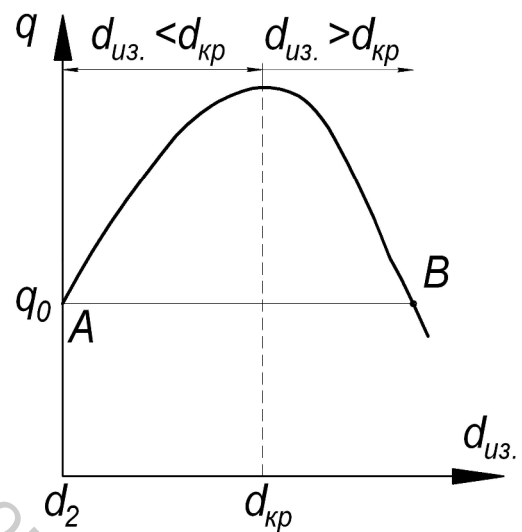


рис 19.6

Характер изменения тепловых потерь трубопровода q_i в зависимости от толщины слоя $d_{из} = 0,5(d_{из} - d_2)$ при рациональном и неверном подборе материала изоляции показана на рис 19.6

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется сложным теплообменом и теплопередачей?
2. Каким уравнением выражается передача теплоты через стенку?
3. Запишите уравнение теплопередачи через однослойную и многослойную плоскую стенку.
4. Что называется коэффициентом теплопередачи?
5. Запишите уравнение теплопередачи через однослойную и многослойную цилиндрическую стенку.
6. Что называется общим термическим сопротивлением и из каких величин оно складывается для плоской и цилиндрической стенки?

7. Коэффициент теплопередачи через однослойную плоскую и однослойную цилиндрическую стенки.
8. Что называется критической толщиной изоляции?
9. Какие условия требуются, чтобы тепловая изоляция уменьшала потери тепла в окружающую среду?
10. С какой целью применяется ребрение?
11. Какое существует общее правило для интенсификации теплопередачи?

20 ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

20.1 Общие положения

Теплообменным аппаратом называется всякое устройство, в котором осуществляется процесс передачи тепла от одного теплоносителя к другому. Такие аппараты многочисленны и по своему технологическому назначению и конструктивному оформлению весьма разнообразны. По принципу действия теплообменные аппараты могут быть разделены на рекуперативные, регенеративные и смесительные.

Рекуперативными называются такие аппараты, в которых тепло от горячего теплоносителя к холодному передается через разделяющую их стенку. Примером таких аппаратов являются паровые котлы, подогреватели, конденсаторы и др.

Регенеративными называются такие аппараты, в которых одна и та же поверхность нагрева омывается то горячим, то холодным теплоносителем. При протекании горячей жидкости тепло воспринимается стенками аппарата и в них аккумулируется, при протекании холодной жидкости это аккумулированное тепло ею воспринимается. Примером таких аппаратов являются регенераторы мартеновских и стеклоплавильных печей, воздухоподогреватели доменных печей и др.

В рекуперативных и регенеративных аппаратах процесс передачи тепла неизбежно связан с поверхностью твердого тела. Поэтому такие аппараты называются также поверхностными.

В смесительных аппаратах процесс теплопередачи происходит путем непосредственного соприкосновения и смешения горячего и холодного теплоносителей. В этом случае теплопередача протекает одновременно с массообменом. Примером таких теплообменников являются башенные охладители (градирни), скрубберы и др.

Специальные названия теплообменных аппаратов обычно определяют их назначением, например паровые котлы, печи, водоподогреватели, испарители, перегреватели, конденсаторы, деаэраторы и т. д. Однако, несмотря на большое разнообразие теплообменников аппаратов по виду, устройству, принципу действия и рабочим телам, назначение их в конце концов одно и то же, это – передача тепла от одной, горячей жидкости к другой, холодной. Поэтому и основные положения теплового расчета для них остаются общими.

20.2 Рекуперативные аппараты

1. Основные положения теплового расчета. Тепловой расчет теплообменного аппарата может быть конструкторским, целью которого является определение поверхности теплообмена, и поверочным, при котором устанавливается режим работы аппарата и определяются конечные температуры теплоносителей. В обоих случаях основными расчетными уравнениями являются:

$$Q = kF(t_1 - t_2) \quad (20.1)$$

и уравнение теплового баланса в общем виде:

$$Q_1 = Q_2 + \Delta Q.$$

Уравнение теплового баланса для теплообменных аппаратов, в которых теплоносители сохраняют свое агрегатное состояние (нет фазового перехода) имеет вид:

$$Q = M_1 c_{p1} (t'_1 - t''_1) = M_2 c_{p2} (t''_2 - t'_2); \quad (20.2)$$

или

$$Q = V_1 c_{p'1} (t'_1 - t''_1) h = V_2 c_{p'2} (t''_2 - t'_2).$$

Для аппаратов, в которых один из теплоносителей изменяет свое агрегатное состояние, уравнение теплового баланса записывается:

$$D(i''_п - i'_к) h = M_2 c_{p2} (t''_2 - t'_2). \quad (20.3)$$

Для аппаратов, в которых оба теплоносителя изменяют свое агрегатное состояние (выпарные установки) уравнение теплового баланса записывается:

$$D_1 (i''_1 - i'_к) h = D_2 (i''_2 - i'_{п.р.}). \quad (20.4)$$

Здесь: M_1 и M_2 – массовые расходы горячего и холодного теплоносителей (кг/с);

V_1 и V_2 – объемные расходы горячего и холодного теплоносителей ($\text{м}^3/\text{с}$);

c_{p1} , c_{p2} , $c_{p'1}$, $c_{p'2}$ – массовые и объемные теплоемкости теплоносителей (кДж/кг·град. и кДж/м³·град.);

D , D_1 , D_2 – расход греющего пара (кг/с);

t'_1 , t'_2 – температуры горячего и холодного теплоносителей на входе в аппарат;

t''_1 , t''_2 – температуры на выходе из аппарата;

$i''_п$, $i'_к$, $i'_{п.р.}$ – энтальпии пара и конденсата, определяемые по таблицам насыщенного пара или по $i - S$ -диаграмме водяного пара по заданному давлению пара.

При выводе расчетных формул теплопередачи было принято, что в данной точке или сечении теплообменного устройства температура рабочей жидкости постоянна. Однако это положение для всей поверхности справедливо приближенно лишь при кипении жидкости и конденсации паров. В общем случае температура рабочих жидкостей в теплообменниках изменяется: горячая охлаждается, а холодная нагревается. Вместе с этим изменяется и

температурный напор между ними $\Delta t = (t_1 - t_2)_i$. В таких условиях уравнение теплопередачи применимо лишь в дифференциальной форме к элементу поверхности dF , а именно:

$$dQ = k_i \Delta t_i dF_i.$$

Общее количество тепла, переданное через всю поверхность, определяется интегралом этого выражения:

$$Q = \int_0^F k_i \Delta t_i dF_i = k \Delta t F. \quad (20.5)$$

Это и есть расчетное уравнение теплопередачи. Здесь Δt – среднее значение температурного напора по всей поверхности нагрева.

В тепловых расчетах важное значение имеет понятие о так называемом водяном эквиваленте теплоносителя W , Вт/град., численная величина которого определяет собой количество воды, которое по теплоемкости пропорционально теплоемкости массового расхода рассматриваемого теплоносителя в единицу времени:

$$W = Mc_p,$$

где $M = r w f$ – массовый расход теплоносителя; w – скорость теплоносителя, r – плотность теплоносителя, f – сечение канала.

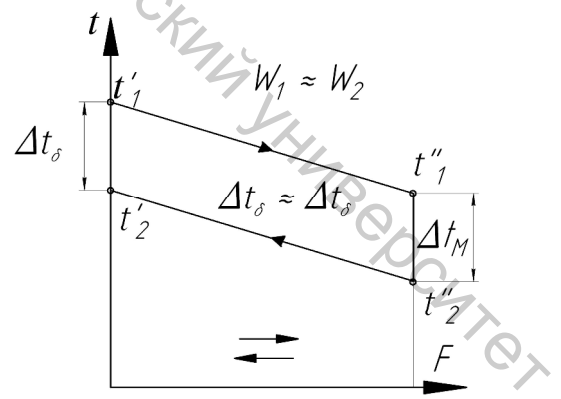
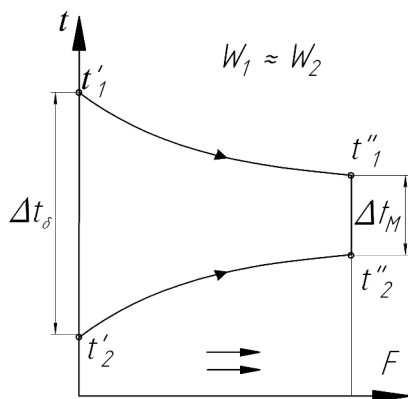
Если водяной эквивалент ввести в уравнение теплового баланса (20.2), то оно примет вид:

$$W_1 (t'_1 - t''_1) = W_2 (t''_2 - t'_2),$$

откуда

$$\frac{t'_1 - t''_1}{t''_2 - t'_2} = \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{W_2}{W_1}. \quad (20.6)$$

Это означает, что отношение изменения температур рабочих жидкостей обратно пропорционально отношению их водяных эквивалентов.



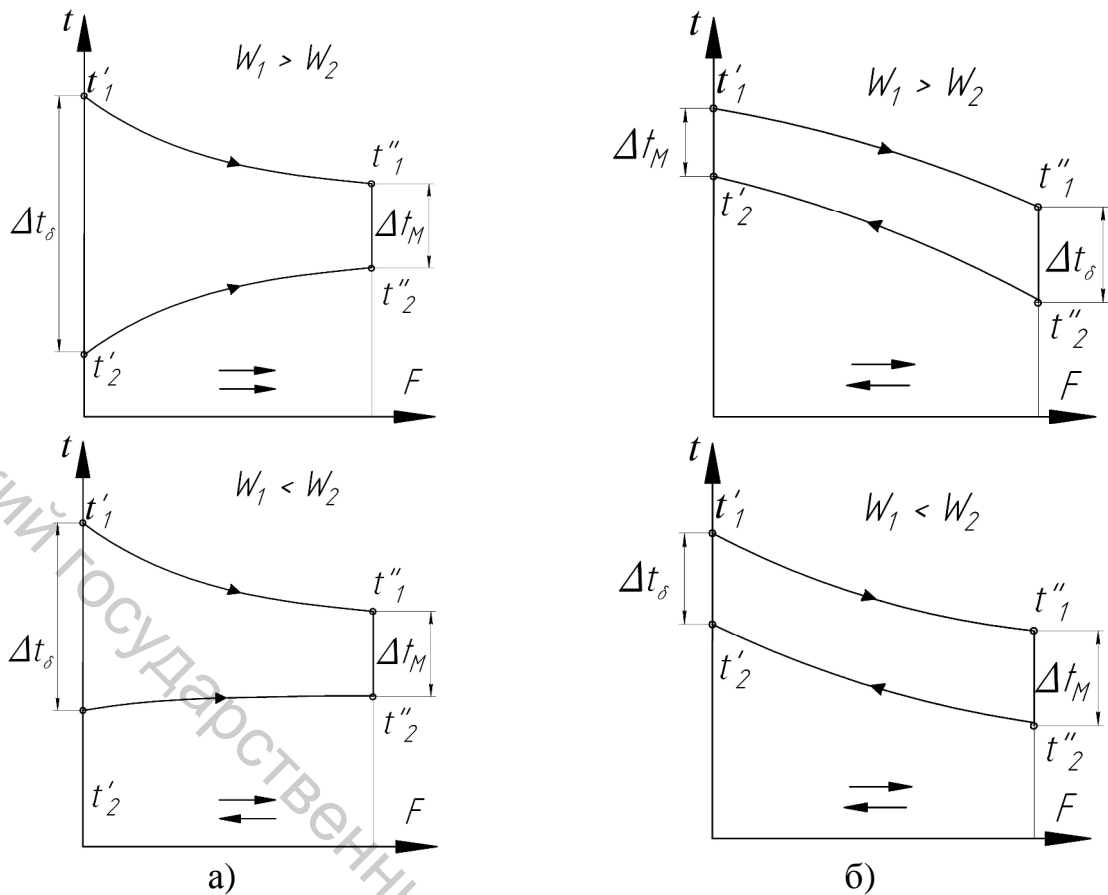


рис 20.1

Такое соотношение справедливо как для всей поверхности нагрева F , так и для каждого ее элемента, т.е.:

$$\frac{dt_1}{dt_2} = \frac{W_2}{W_1}, \quad (20.7)$$

где dt_1 и dt_2 – изменения температур рабочих жидкостей на элементе поверхности.

Характер изменения температур рабочих жидкостей вдоль поверхности нагрева зависит от схемы их движения и соотношения значений их водяных эквивалентов. Если в теплообменном аппарате горячая и холодная жидкости протекают параллельно и в одном направлении, то такая схема движения называется *прямоток* (рис 20.1, а). Если жидкости протекают параллельно, но в прямо противоположном направлении, – *противоток* (рис 20.1, б). Наконец, если жидкости протекают в перекрестном направлении, – *перекрестным током*. Помимо таких простых схем движения, на практике осуществляются и сложные: одновременно прямоток и противоток, многократно перекрестный ток.

В зависимости от того, осуществляется ли прямоток или противоток и W_1 больше или меньше, чем W_2 , получаются три характерные пары кривых изменения температуры вдоль поверхности нагрева, представленные на рис 20.1. Здесь по осям абсцисс отложена поверхность нагрева F , а по осям ординат температура рабочих жидкостей.

В соответствии с уравнением (20.6) на графиках большее изменение температуры $t' - t'' = \Delta t$ получается для той жидкости, у которой водяной эквивалент меньше.

Из рассмотрения графиков следует, что при прямотоке конечная температура холодной жидкости t_2'' всегда ниже конечной температуры горячей жидкости t_1'' . При противотоке же конечная температура холодной жидкости t_2'' может быть выше конечной температуры горячей t_1'' . Следовательно, при одной и той же начальной температуре холодной жидкости при противотоке ее можно нагреть до более высокой температуры, чем при прямотоке.

Температурный напор вдоль поверхности при прямотоке изменяется сильнее, чем при противотоке. Вместе с тем среднее значение температурного напора при противотоке больше, чем при прямотоке. За счет только этого фактора при противотоке теплообменник получается компактнее [см. уравнение 20.5]. Однако если температура хотя бы одной из рабочих жидкостей постоянна, то среднее значение температурного напора независимо от схемы движения оказывается одним и тем же.

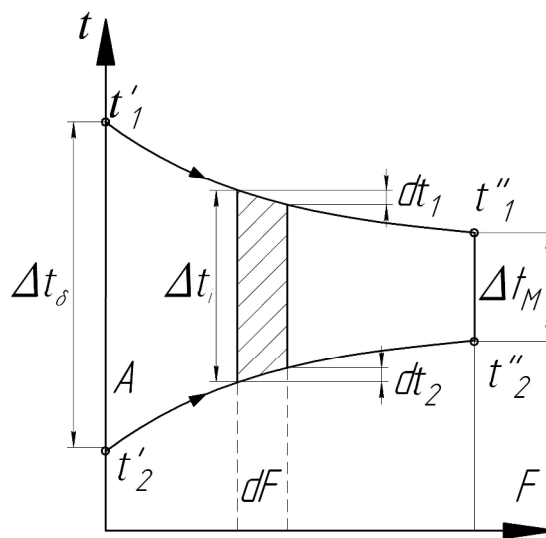


рис 20.2

Так именно получается при кипении жидкостей и при конденсации паров, либо когда расход одной рабочей жидкости настолько велик, что ее температура изменяется очень мало.

При вычислении среднего температурного напора необходимо учитывать характер изменения температур теплоносителей вдоль поверхности теплообмена.

В теплообменных аппаратах характер изменения температур теплоносителей отличается от линейного и определяется водяными эквивалентами массовых расходов теплоносителей и направлением их взаимного движения. Из графиков видно, что изменение температуры вдоль поверхности F неодинаково. Большее изменение температуры будет у теплоносителя с меньшим значением водяного эквивалента. Если же теплоносители одинаковы, например, в водоводяном теплообменнике, то характер изменения температур теплоносителей будет всецело определяться их расходами, причем при меньшем расходе изменение температур будет большим. При прямотоке конечная температура t_2'' нагреваемой среды всегда меньше температуры t_1'' греющей среды на выходе из аппарата, а при противотоке конечная температура t_2'' может быть выше температуры t_1'' (см. для противотока случай, когда $W_1 > W_2$). Следовательно, при одинаковой начальной температуре нагреваемую среду при противотоке можно нагреть до более высокой температуры,

чем при прямотоке. При прямотоке температурный напор вдоль поверхности нагрева изменяется в большей степени, чем при противотоке, вместе с тем среднее его значение в последнем случае больше, вследствие чего поверхность нагрева аппарата с противотоком меньше. Таким образом, при равных условиях в этом случае будет большее количество теплоты. Исходя из этого, предпочтение следует отдавать аппаратам с противотоком.

Средний температурный напор. Количество тепла, передаваемое от горячего теплоносителя к холодному через элементарную поверхность теплообмена dF (рис 20.2) определяется уравнением:

$$dQ = K\Delta t_i dF. \quad (20.8)$$

При этом температура горячей жидкости понизится на dt_1 , а холодной – повысится на dt_2 . Уравнение теплового баланса для элементарной поверхности можно записать:

$$dQ = -W_1 dt_1 = W_2 dt_2, \quad (20.9)$$

откуда

$$dt_1 = -\frac{dQ}{W_1}; \quad dt_2 = \frac{dQ}{W_2}.$$

Решая совместно уравнения (20.8) и (20.9) и интегрируя на основании теоремы о среднем при условии $K = const$ и вводя обозначения для крайних температур теплоносителей получим уравнение для определения среднего температурного напора пот всей поверхности теплообменного аппарата:

$$\Delta t = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_m}}, \quad (20.10)$$

где $\Delta t_{\delta} = t'_1 - t'_2$ – большая разность температур, $\Delta t_m = t''_1 - t''_2$ – меньшая разность температур.

Сравнение прямотока с противотоком. Для выяснения преимущества одной схемы движения теплоносителей перед другой, достаточно сравнить количество передаваемого тепла при прямотоке и противотоке при прочих равных условиях. Для сравнения прямотока с противотоком воспользуемся уравнением теплопередачи и уравнением для среднего температурного напора:

$$Q = KF\Delta t; \quad (20.11)$$

$$\Delta t = \frac{\Delta t_d - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_d}{\Delta t_m}}. \quad (20.12)$$

Средний температурный напор при противотоке при равных условиях, как показывает практика, всегда больше чем при прямотоке ($\Delta t_{прот.} > \Delta t_{прям.}$).

Из уравнения (20.11) при одинаковой поверхности нагрева F теплообменного аппарата следует, что при противотоке аппарат имеет большую теплопроизводительность, чем при прямотоке.

Если теплопроизводительность аппаратов по обеим схемам одинакова, то из уравнения (20.11) выявляется, что поверхность теплообменника F при противотоке будет меньше, чем при прямотоке, аппарат получается компактнее.

$$F = \frac{Q}{K \cdot \Delta t}. \quad (20.13)$$

При $\Delta t_{\text{прот.}} > \Delta t_{\text{прям.}}$ и $Q = \text{const}$, $F_{\text{против.}} < F_{\text{прям.}}$, как следует из уравнения (20.13).

При сравнении схем движения теплоносителей используются часто безразмерные соотношения:

$$\frac{W_1}{W_2} \text{ и } \frac{KF}{W_1}.$$

Если водяные эквиваленты обеих жидкостей значительно отличаются друг от друга (при $\frac{W_1}{W_2} < 0,05$ и при $\frac{W_1}{W_2} > 10$), либо если значение параметра

$\frac{KF}{W_1}$ мало, то схемы можно считать равноценными.

Схемы движения теплоносителей оказываются равноценными если температура одного из теплоносителей не изменяется в процессе теплообмена как происходит при конденсации и кипении жидкостей.

При конденсации пара $W_1 = M_1 c_{p1} = \infty$. При кипении жидкости $W_2 = M_2 c_{p2} = \infty$. Во всех остальных случаях при одинаковых условиях с теплотехнической точки зрения всегда следует отдавать предпочтение противотоку.

20.3 Теплообменные аппараты в текстильной промышленности

В текстильной промышленности большое разнообразие технологических процессов требует использования различных типов теплообменных и теплоиспользующих установок. Эти аппараты и установки играют важную роль в текстильной промышленности и являются крупными потребителями тепловой энергии.

Совершенствование технологических процессов и установок необходимо для повышения производительности путем интенсификации процессов тепломассообмена, снижения удельных расходов энергии на выпускаемую продукцию, и для поддержания экологической чистоты.

Для решения этих задач требуются современные теплоиспользующие технологические аппараты и установки.

Теплообменным аппаратом (теплообменником) принято называть устройство для передачи теплоты от одного теплоносителя к другому. Теплообменные аппараты, применяемые на текстильных предприятиях, могут или непосредственно входить в состав технологического оборудования, или служить для вспомогательных целей, например для подвода теплоты к теплоно-

сителю вне теплоиспользующей установки, для использования вторичной теплоты.

По цикличности работы теплообменные аппараты подразделяют на теплообменники непрерывного и периодического действия. Для теплообменников непрерывного действия главным является установившийся режим. В этом режиме остаются неизменными по времени расходы обоих теплоносителей, проходящих через теплообменник, а также их начальная и конечная температура.

Для теплообменных аппаратов периодического действия основным является неустановившийся режим. В этом режиме происходит изменение по времени начальной и конечной температуры одного или обоих теплоносителей. Возможно также изменение их расходов.

По принципу действия теплообменные аппараты делят на поверхностные и смесительные. В поверхностных аппаратах процесс передачи теплоты от одного теплоносителя к другому связан с промежуточной стадией теплопередачи через твердую поверхность. В смесительных аппаратах процесс происходит при наличии прямого контакта между теплоносителями и сопровождается частичным или полным их смешением. Поверхностные теплообменные аппараты в свою очередь подразделяют на рекуперативные и регенеративные. На рис 20.3, 20.4, 20.5 и 20.6 приведены различные виды теплообменных аппаратов.

Рекуперативными (рекуператорами) называют аппараты, в которых передача теплоты от одного теплоносителя к другому происходит через разделяющую их стенку. Процесс теплопередачи при этом складывается из теплоотдачи от горячего теплоносителя к стенке, теплопроводности и теплоотдачи от стенки к холодному теплоносителю. Прямой контакт между теплоносителями отсутствует.

Регенеративными (регенераторами) называют аппараты, в которых одна и та же поверхность теплообмена (насадка) попеременно омывается то горячим, то холодным теплоносителем. При прохождении горячего теплоносителя насадка отбирает от него теплоту и нагревается; при прохождении холодного теплоносителя теплота, аккумулированная насадкой, расходуется на его нагревание. В регенеративных теплообменниках всегда имеется частичное смешение теплоносителей. Оно связано с тем, что при переключении потоков в объеме насадки будет оставаться некоторое количество одного теплоносителя, который смешивается с вновь поступающим другим теплоносителем. Кроме того, в регенераторах возможны прямые перетечки из потока одного теплоносителя в поток другого.

Выбор того или иного вида теплообменного аппарата зависит от решаемой технической задачи. Так, если прямой контакт теплоносителей недопустим, можно использовать только рекуперативный теплообменный аппарат. К недостаткам рекуператоров следует отнести сложность создания развитой поверхности теплообмена при одновременном обеспечении ее герметичности. Поэтому площадь поверхности теплообмена, отнесенная к единице объема теплообменника, у рекуператоров сравнительно невысока.

В регенераторах нет необходимости заботиться о герметичности поверхности теплообмена. Поэтому ее площадь, приходящаяся на единицу объема, существенно выше, чем в рекуператорах. К недостаткам регенераторов относятся частичное смешение теплоносителей и обязательное наличие движущихся элементов. Это могут быть устройства для попеременной подачи в объеме одной и той же неподвижной насадки то одного, то другого теплоносителя или устройства для перемещения самой насадки из потока одного теплоносителя в поток другого. Наличие подвижных элементов снижает надежность работы регенератора. Кроме того, для регенеративных теплообменников имеются некоторые ограничения по комбинациям горячего и холодного теплоносителей. Например, комбинация жидкость – газ для регенератора вряд ли целесообразна, так как приведет к наличию паразитного тепло- и массообмена между жидкостью, остающейся на поверхности насадки, и газом. Обычно регенеративные теплообменники используют для комбинации теплоносителей газ – газ.

В смесительных теплообменниках достигается еще большая удельная площадь поверхности теплообмена, чем в регенераторах. Кроме того, из процесса передачи теплоты исключаются такие дополнительные звенья, как теплоотдача к поверхности стенки и от нее, теплопроводность внутри стенки. Прямой контакт теплоносителей позволяет добиться максимальной интенсивности теплообмена. В некоторых смесительных теплообменниках, например в устройстве для обогрева жидкости острым паром, смешение теплоносителей полное, и в дальнейшем они не разделяются. Однако в большинстве случаев имеется необходимость в разделении теплоносителей после завершения теплообмена между ними. Такое разделение возможно, если теплоносителями являются, например, две несмешивающиеся жидкости. Более удобным вариантом для смесительных теплообменников с разделением теплоносителей является комбинация газ – жидкость, так как большая разность их плотностей существенно облегчает процесс сепарации.

Рекуперативные теплообменные аппараты. Наибольшее распространение получили рекуперативные теплообменники с поверхностью теплообмена, выполненной из труб. В таких теплообменниках возможны значительные перепады давления между теплоносителями без деформации и разрушения поверхности теплообмена. Чаще других используют кожухотрубные теплообменные аппараты, которые могут работать с любой комбинацией теплоносителей: жидкость – жидкость, газ – жидкость, газ – газ. Общим для всех кожухотрубных теплообменников является наличие большого числа труб (трубного пучка), концы которых герметично укреплены в отверстиях трубных досок (решеток), и наличие общего кожуха, охватывающего трубный пучок снаружи. Обычно в промышленных кожухотрубных теплообменниках используют трубы с внутренним диаметром не менее 12 и не более 38 мм. Нижнее ограничение обусловлено удобством очистки внутренней поверхности труб, верхнее – снижением удельной площади поверхности теплообменника. Возможная длина трубного потока может составлять 0,9...6 м, толщина стенок труб – 0,5...2,5 мм. Трубы диаметром менее 12 мм использу-

ют в тех случаях, когда нет опасности загрязнения их внутренней поверхности и когда необходимо увеличить удельную поверхность теплообмена.

В связи с тем, что температуры греющего и нагреваемого теплоносителей различны, различными являются температура кожуха и трубок в трубном пучке. Соответственно различны и их температурные удлинения. С целью снижения возникающий в трубных досках и трубном пучке напряжений в кожухотрубных теплообменниках применяют различные способы компенсации температурных деформаций (рис 20.3): линзовые компенсаторы, U-образные трубы, плавающие камеры, сальниковые уплотнения, трубы Фильда.

По технологическим причинам трубы в трубном пучке кожухотрубного теплообменника не могут быть расположены слишком близко одна к другой, поэтому площадь проходного сечения в межтрубном пространстве в 2,5–3 раза больше, чем в полости труб. Соответственно более низкая в межтрубном пространстве и скорость движения теплоносителя. С целью повышения интенсивности теплообмена скорости теплоносителей увеличивают путем установки поперечных перегородок в межтрубном пространстве, а также путем организации многоходового движения теплоносителя в полостях труб.

Теплоносители, способные загрязнять поверхность теплообмена, направляют в полости труб трубного пучка, так как только они могут подвергаться механической очистке.

Секционные теплообменники (рис 20.4 а, б) состоят из последовательно соединенных секций, каждая из которых является кожухотрубным теплообменником с небольшим количеством труб в пучке.

Таким образом, секционный теплообменник представляет собой многоходовой кожухотрубный аппарат с наиболее выгодной с точки зрения температурного напора схемой движения теплоносителей – противоточной. Секционные теплообменники эффективны в том случае, когда теплоносители движутся с соизмеримыми скоростями и без изменения агрегатного состояния. В связи с отсутствием перегородок для секционных теплообменников характерно относительно низкое гидравлическое сопротивление и меньшая степень загрязнения межтрубного пространства. По сравнению с многоходовыми кожухотрубными теплообменниками секционные более дороги и менее компактны. Поверхность теплообмена одной секции используемых и промышленности секционных теплообменников составляет 0,75 – 30 м², а число труб в секции – 4 – 140. Технические данные стандартных секционных теплообменников можно найти в справочниках.

Основой теплообменников типа труба в трубе (рис 20.4, б) являются две соосно расположенные трубы. В кольцевом зазоре между ними движется один теплоноситель, в полости внутренней трубы – другой. Обычно теплообменники этого типа состоят из ряда последовательно соединенных звеньев. Внутренние трубы звеньев соединяют между собой коленами («калачами»). Необходимые скорости движения теплоносителей обеспечиваются выбором соответствующих диаметров внутренней и наружной труб.

Преимуществами теплообменников типа труба в трубе являются высокие коэффициенты теплоотдачи, пригодность для работы при высоком давлении теплоносителей, простота изготовления, монтажа и обслуживания. К недостаткам относятся: низкая компактность, высокая стоимость из-за большого расхода металла на наружные трубы, не участвующие в теплообмене, сложность очистки кольцевого пространства между трубами.

Погружные змеевиковые теплообменники состоят из плоских или витых змеевиков, погруженных в сосуд с нагреваемой жидкостью (рис 20.4, в). Эти теплообменники достаточно широко применяются в теплоиспользующем оборудовании текстильной промышленности для нагрева жидкостей. Если нагрев осуществляется за счет конденсации в трубе пара, то труба змеевика должна иметь уклон, чтобы устранить скапливание конденсата. Преимущество погружных змеевиковых теплообменников состоит в простоте конструкции. К недостаткам относятся: малая скорость омывания жидкостью наружной поверхности змеевика, а, следовательно, низкие значения коэффициента теплоотдачи.

Теплообменники из оребренных труб применяют для увеличения поверхности теплообмена с той стороны, где ниже коэффициент теплоотдачи. Например, теплообменники из оребренных труб (калориферы) используют в сушилках для нагревания воздуха. Важным условием работы таких теплообменников является рациональное расположение ребер по длине трубы, а также их плотный контакт. Конструкции ребер труб разнообразны и связаны с технологией их изготовления. Крепление и плотный контакт ребер с трубой достигаются при помощи натяга, завальцовки, пайки или сварки.

Биметаллические ребристые трубы применяют для повышения эффективности ребер. Ребра делают из материала с большей теплопроводностью, чем материал основной трубы. Спиральное оребрение выполняют из проволоки и ленты. Продольное оребрение труб делают путем литья, сварки, вытягивания через фильеру. Технические данные теплообменных аппаратов из оребренных труб находятся по справочникам.

Другой разновидностью рекуперативных теплообменников являются аппараты с поверхностью теплообмена из листа. К ним относятся теплообменники рубашечного типа, спиральные и пластинчатые.

Рубашечные теплообменники (рис 20.4, г) обычно используют для нагревания или охлаждения жидкости в емкости той или иной формы. Теплоноситель подается в зазор, образованный двумя листами, один из которых омывается нагреваемой (охлаждаемой) жидкостью. Преимущество такого теплообменника состоит в том, что он не загромождает объем бака, в котором находится жидкость. Облегчена очистка поверхности теплообмена со стороны последней. К недостаткам этих аппаратов следует отнести сравнительно низкие значения коэффициента теплопередачи, малую площадь поверхности теплообмена. В текстильной промышленности рубашечные теплообменники используют для обогрева рабочих ванн плюсовых и в других машинах для обработки материала в жидкости.

В спиральных теплообменниках поверхность теплообмена образуется двумя металлическими листами, приваренными к разделительной перегородке (керну) и свернутыми в спирали. Один спиральный канал обычно с одного торца заваривают спиральной металлической прокладкой для придания конструкции жесткости. Наиболее применяемый способ уплотнения спиральных каналов – плоскими прокладками, которые стягиваются с обоих торцов крышками. Такая конструкция делает возможной очистку спиральных каналов. Если материал прокладки разрушается одним из теплоносителей, то один спиральный канал заваривают с обеих сторон, а другой уплотняют плоской прокладкой.

Если попадание одного теплоносителя в другой при нарушении герметичности допустимо, то возможно уплотнение плоской прокладкой открытых сквозных каналов.

К преимуществам спиральных теплообменников относятся компактность, высокая интенсивность теплообмена, малое гидравлическое сопротивление. К недостаткам следует отнести сравнительную сложность изготовления и ремонта, а также ограниченность верхнего предела рабочего давления теплоносителя (до 1 МПа).

В пластинчатых теплообменных аппаратах поверхность теплообмена образуется пакетом пластин, каждая из которых по периметру снабжена уплотнениями. Теплоносители движутся в зазорах, образованных соседними пластинами.

С целью интенсификации теплообмена и увеличения площади поверхности пластины выполняют гофрированными. С точки зрения возможности разборки пакета пластин пластинчатые теплообменники делятся на разборные, полуразборные и неразборные. Комбинация рабочих сред и пластинчатых теплообменниках может быть разнообразной: жидкость – жидкость, газ – жидкость, газ – газ. В свою очередь вид теплоносителя существенно влияет на конструкцию аппарата, схему движения теплоносителей. Для увеличения площади поверхности теплообмена пластины теплообменников выполняют плоскими, а между ними устанавливают гофрированные листы (пластинчато-ребристые теплообменники).

К преимуществам пластинчатых теплообменников относится большая площадь поверхности теплообмена в единице объема. Их недостатком является ограниченный перепад давления между теплоносителями. Технические данные стандартных пластинчатых теплообменников и методы их расчета приводятся в справочной литературе.

Регенеративные теплообменные аппараты. В этих аппаратах поверхность теплообмена (насадка) служит для аккумуляции теплоты. При протекании через регенератор горячего теплоносителя насадка отбирает от него тепло и нагревается. Этот период называют периодом нагревания, При прохождении через регенератор холодного теплоносителя (период охлаждения) насадка отдает аккумулярованную в ней теплоту и охлаждается. В качестве насадки используют гофрированную металлическую ленту, шарики, огнеупорный кирпич и др. Эффективность работы регенератора во многом за-

висит от конструкции насадки, теплофизических свойств ее материала, длительности периодов нагревания и охлаждения, схемы движения теплоносителей и др.

Поскольку процесс передачи тепла от горячего теплоносителя к холодному происходит за два периода, для обеспечения непрерывной подачи теплоносителей в случае неподвижной насадки необходимо иметь два регенеративных аппарата. Схема такого теплообменника представлена на рис 20.5. Регенератор состоит из двух корпусов *I*, заполненных насадкой *2*, и двух клапанных коробок *4* с перекидными клапанами *3*. Горячий теплоноситель *I* при положении перекидных клапанов, показанном на рис 20.5, а, попадает в левый корпус регенератора, а холодный теплоноситель *II* – в правый корпус. Следовательно, в левом корпусе проходит период нагревания, а в правом корпусе – период охлаждения. После переключения клапанных коробок (рис 20.5, б) горячий теплоноситель исправляется в правый корпус и нагревает холодную насадку, а холодный теплоноситель, проходя через левый корпус, отбирает теплоту от горячей насадки.

В зависимости от конструкции регенератора время между переключениями может быть от нескольких минут до нескольких часов. Преимуществами регенераторов с неподвижной насадкой является относительно малое смешение теплоносителей благодаря хорошему уплотнению перекидных клапанов и возможностью работы при наличии заметного перепада давления между теплоносителями. К недостаткам относятся периодическое изменение температуры теплоносителей на выходе, гидравлические удары при переключении клапанных коробок

рис 20.5

Существенным недостатком регенеративных теплообменников по сравнению с рекуперативными является частичное смешение теплоносителей. Кроме того, наличие движущихся элементов, необходимость приводить их в движение снижают надежность работы регенератора, вызывают потребность в дополнительной энергии (обычно электрической). Преимуществами регенераторов являются сравнительная простота изготовления поверхности теплообмена, большая ее площадь в единице объема.

Смесительные теплообменные аппараты. Это аппараты, в которых теплообмен между носителями осуществляется путем их непосредственного контакта между собой и сопровождается частичным или полным смешением теплоносителей. В связи с тем что в смесительных теплообменниках теплота передается непосредственно от одного теплоносителя к другому и в теплообмене не участвуют твердые поверхности, интенсивность передачи теплоты существенно выше, чем в поверхностных теплообменниках.

На рис 20.6 приведены некоторые типы смесительных теплообменников. Для обогрева жидкостей и растворов «острым» паром получили смесительные аппараты с сопловым смешивающим диффузором или труба с отверстиями, уложенную у дна ванны с нагреваемым раствором (рис 20.4, д).

При подаче в полость перфорированной трубы пара пузырьки его попадают в объем жидкости и конденсируются там, отдавая теплоту. При этом происходит полное смешение теплоносителей.

Главным недостатком смесительных теплообменников является непосредственный контакт теплоносителей.

К преимуществам смесительных аппаратов простота конструкции и высокая теплопередающая способность.

При конструировании и расчете теплообменных аппаратов возникает необходимость выбора скорости движения теплоносителей в трубном и межтрубном пространстве. Повышение скорости теплоносителей приводит с одной стороны к увеличению интенсивности теплообмена, а с другой стороны вызывает повышение гидравлических потерь и повышение энергозатрат на перекачку теплоносителей.

Рекомендуемые значения скорости движения для различных теплоносителей, полученных на основе опыта эксплуатации теплообменных аппаратов, даны в таблице.

Теплоноситель	Скорость W , м/с	Теплоноситель	Скорость W , м/с
Маловязкие жидкости (вода, керосин, бензин и др.)	0,5–3	Газы под давлением до десятков МПа	15–20
Вязкие жидкости (масла, растворы солей и др.)	0,1–1	Насыщенный водяной пар	30–50
Запыленные газы при $p = p_{am}$	6–10	Перегретый водяной пар	30–75
Незапыленные газы при $p = p_{am}$	12–18		

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие устройства называются теплообменными аппаратами?
2. На какие группы классифицируются теплообменные аппараты?
3. какие уравнения лежат в основе расчета теплообменных аппаратов?
4. Приведите основное уравнение теплопередачи.
5. Запишите уравнение теплового баланса для случая когда теплоносители не изменяют своего агрегатного состояния.
6. Напишите уравнение теплового баланса для случая когда один теплоноситель изменяет свое агрегатное состояние.
7. Какая величина называется водяным эквивалентом?
8. Как записать уравнение теплового баланса через водяные эквиваленты?
9. Назовите основные схемы движения теплоносителей.

10. Изобразите графически изменения температур теплоносителей по всей поверхности аппарата при прямотоке и противотоке.

11. Как определяется средний температурный напор в аппарате?

12. Проведите сравнение прямотока с противотоком, используя графики изменения температур теплоносителей, уравнение теплопередачи и среднего температурного напора для теплообменного аппарата.

21 КОТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

21.1 Основные элементы и принцип работы котельной установки

Котельная установка состоит из котельного агрегата, в котором вырабатывается водяной пар с заданными параметрами давлением и температурой, и целого ряда вспомогательных устройств, предназначенных для приготовления и подачи топлива, питательной воды и воздуха, а также удаления дымовых газов и зольных остатков топлива при сгорании твердых видов топлива.

Водяной пар получил применение в энергетике для привода паровых турбин и выработки электроэнергии на тепловых электростанциях, а также как греющий теплоноситель для технологических процессов промпредприятий, отопления, вентиляции, горячего водоснабжения, и широко используется для нужд теплоснабжения.

Котельный агрегат включает собственно паровой котел, пароперегреватель, водяной экономайзер, воздухоподогреватель, топочное устройство, а также облицовку, газоходы и каркас.

Паровой котел. Котел является основным элементом котельного агрегата и представляет собой очень сложное теплообменное устройство для передачи тепла от горячих продуктов сгорания топлива воде и водяному пару. Основной характеристикой котла является паропроизводительность или его тепловая мощность в кг/с, кг/ч или т/ч, обозначается D , а также давление пара (МПа) и его температура ($^{\circ}\text{C}$).

Тепловоспринимающая поверхность котла характеризуется размерами поверхности нагрева H (m^2), которая образуется металлическими стенками трубной системы котла. Поверхность нагрева с одной стороны омывается горячими газами, а в другой циркулирует вода или пароводяная смесь. Поверхность нагрева, получающая тепло излучением пламени в топке котла называют **радиационной**. Радиационные поверхности нагрева, воспринимающие тепло излучением называются топочными экранами.

Поверхности нагрева, получающие тепло, главным образом, конвективным теплообменом называются **конвективными**.

В верхней части топки находится пароперегреватель.

Пароперегреватель предназначен для перегрева насыщенного водяного пара и представляет собой змеевиковый теплообменный аппарат.

Водяной экономайзер служит для подогрева поступающей в котел питательной воды теплом уходящих из котла дымовых газов.

Воздухоподогреватель предназначен для подогрева поступающего в топочное устройство воздуха теплом уходящих дымовых газов.

Топочное устройство служит для сжигания топлива наиболее экономичным способом.

Вспомогательные устройства служат для подачи и подготовки топлива к сжатию (топливоподача), удалению золы, шлаков, очистки поверхностей нагрева, подачи в котельный агрегат питательной воды, удаления из котла дымовых газов и подачи в топку воздуха (тягодутьевое устройство).

Устройство для подготовки питательной воды состоит из аппаратов, обеспечивающих очистку воды от механических примесей и накипеобразующих солей, а также удаления из воды кислорода (химводоочистка).

Тягодутьевое устройство состоит из вентиляторов, системы газопроводов и дымовой трубы, обеспечивающих подачу необходимого количества воздуха в топочное устройство, движение продуктов сгорания по тракту котла и газоходам, и удаление дымовых газов дымососами за пределы котельного агрегата.

Различают котлоагрегаты с естественной и принудительной циркуляцией (под действием насоса).

На рис 21.1 приведена схема котельного агрегата экранного типа с естественной циркуляцией для сжигания факельным способом каменноугольной пыли.

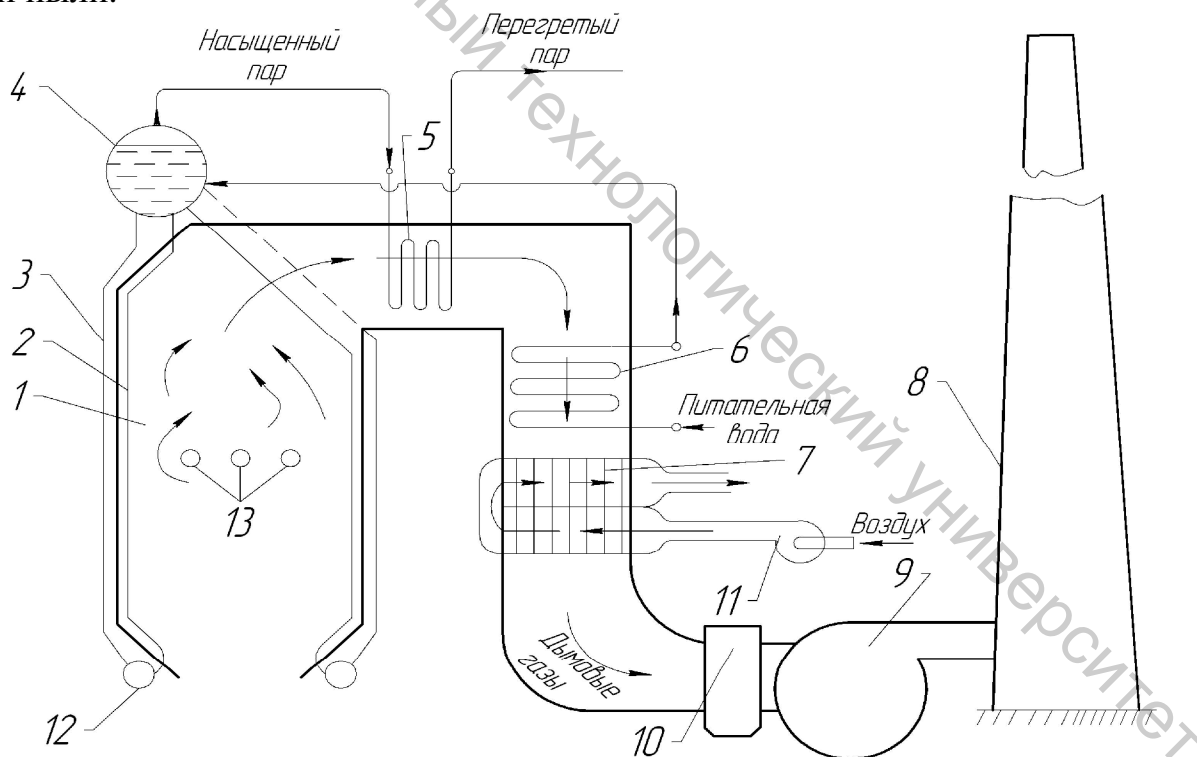


рис 21.1

Основными элементами котлоагрегата являются топочная камера 1, парообразующие поверхности нагрева – ряды экранных труб 2, пароперегреватель 5, водяной экономайзер 6 и воздухоподогреватель 7. Смесь топлива с

воздухом подается через горелки 13 в топочную камеру 1, где топливо воспламеняется и сгорает во взвешенном состоянии.

В котельном агрегате происходит непрерывная циркуляция воды и пароводяной смеси. Образующаяся в экранных трубах 2 смесь воды и пара имеет меньшую плотность, чем вода в опускных трубах 3, поступающая из барабана котла 4. Вследствие этого пароводяная смесь поднимается по экранным трубам в барабан котла, откуда вода перемещается вниз по необогреваемым опускным трубам (естественная циркуляция). Нарушение нормальной циркуляции воды в котлоагрегате (например, при низком уровне воды в барабане котла) может привести к перегреву труб и выходу их из строя. Опускные и экранные трубы соединяются между собой посредством коллектора 12. Кипятильные трубы, расположенные на стенах топки, образуют поверхности нагрева, которые называют экранами.

В барабане 4 насыщенный пар отделяется от воды и поступает в пароперегреватель 5, где он нагревается до заданной температуры. Пароперегреватель представляет собой теплообменник, трубки которого изогнуты в виде змеевиков. Дымовые газы движутся снаружи трубок, а водяной пар – внутри. В котлоагрегатах большой производительности устанавливают дополнительные пароперегреватели для вторичного перегрева пара. После пароперегревателя 5 дымовые газы омывают водяной экономайзер 6, который предназначен для подогрева питательной воды, подаваемой в барабан 4. Для поддержания необходимого уровня воды в барабане котла расход питательной воды должен соответствовать паропроизводительности котельного агрегата. Как и пароперегреватель 5, водяной экономайзер 6 представляет собой теплообменник поверхностного типа. Далее установлен воздухоподогреватель 7, в котором дымовыми газами нагревается воздух, подаваемый в топочную камеру 1. Дымовые газы проходят по трубам воздухоподогревателя сверху вниз, а воздух движется между трубами снаружи в поперечном направлении.

За счет снижения температуры уходящих дымовых газов в водяном экономайзере 6 и воздухоподогревателе 7 до 120-200°C уменьшаются потери теплоты с уходящими газами, что значительно повышает к.п.д. котлоагрегата. Экономайзер и воздухоподогреватель устанавливаются на всех агрегатах средней и большой производительности. Котлоагрегаты малой производительности имеют только водяной экономайзер.

Теплообмен между дымовыми газами и трубами в водяном экономайзере и воздухоподогревателе в основном происходит конвективным путем, так как при низкой температуре дымовых газов интенсивность теплообмена излучением сравнительно невелика. Поэтому эти поверхности нагрева называют конвективными. Экраны 2 в топочной камере и первые ряды труб пароперегревателя 5 являются радиационными поверхностями нагрева, которые вследствие высокой температуры дымовых газов получают теплоту преимущественно излучением. В прямоточных котлоагрегатах парообразующие поверхности представляют собой систему обогреваемых змеевиков.

Газы уносят из топки значительное количество золы (при факельном сжигании до 80 – 90%), поэтому после воздухоподогревателя 7 дымовые газы

направляются для очистки в золоуловитель 10, что предупреждает загрязнение окружающей местности. Затем с помощью дымососа 9 дымовые газы через дымовую трубу 8 выбрасываются в атмосферу. Дымосос представляет собой вентиляторную установку центробежного типа с электрическим приводом. Для подачи воздуха в топку котельного агрегата устанавливается также дутьевой вентилятор 11.

Мощные котельные установки, работающие на твердом топливе, имеют сложную систему подачи и приготовления топлива, включающую мельницы и дробилки, механизмы для подачи топлива в топочную камеру, емкости для хранения угольной пыли, ленточные транспортеры и т.д. Система приготовления топлива может быть централизованной или индивидуальной. В большинстве случаев применяется индивидуальная система пылеприготовления, в которой каждый котлоагрегат располагает собственной системой для приготовления топлива.

Исключительно важное значение при эксплуатации котельных установок имеют внутрикотловые процессы: образование накипи, сепарация капелек влаги от пара, который поступает в пароперегреватель. Слой накипи на внутренних стенках экранных и кипяtilьных труб является значительным термическим сопротивлением, которое изолирует трубу от движущейся по ней пароводяной смеси, что приводит к опасному перегреву труб. Для предупреждения образования накипи котельный агрегат питается конденсатом пара. Потери конденсата восполняются обычно химически очищенной водой, из которой удалены накипеобразующие соли (соли жесткости).

Внутри барабана котла устанавливаются различные устройства для механической сепарации капелек влаги. При плохой сепарации в пароперегреватель вместе с влагой будут попадать соли, которые осаждаются на трубах пароперегревателя. Для того чтобы предупредить повышение концентрации солей в котловой воде, применяют непрерывную продувку котлоагрегата. При этом из барабана котла удаляется часть воды и вместо нее дополнительно подается такое же количество питательной воды, содержащей значительно меньше солей. За счет этого содержание солей в котловой воде поддерживается на определенном уровне. Наряду с непрерывной продувкой применяют также периодическую, при которой из нижних коллекторов 12 удаляют часть воды, а вместе с ней и соли, выпавшие в виде твердого осадка (шлама).

Современные котельные агрегаты, применяемые в энергетике, являются очень сложными установками, имеющими большие размеры (высота их достигает 35-50 м). Управление работой таких котлоагрегатов автоматизировано. При этом автоматически поддерживаются в заданных пределах параметры пара, производительность, расход топлива и воздуха, уровень воды в барабане котлоагрегата.

21.2 Тепловой баланс котлоагрегата

Работа котельного агрегата сопровождается неизбежными тепловыми потерями, и не все тепло топлива в нем полезно используется для выработки определенного количества водяного пара.

Распределение тепла, выделяющегося при сжигании топлива, на полезно использованное для получения пара и на неизбежные потери носит название теплового баланса котлоагрегата. Тепловой баланс составляется на 1 кг твердого, жидкого или на 1 м³ газообразного топлива для стационарных условий работы котлоагрегата.

Уравнение теплового баланса для 1 кг или 1 м³ сжигаемого топлива в общем случае имеет вид:

$$Q_p^p \approx Q_n^p = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6 \quad (21.1)$$

где Q_p^p – расчетное располагаемое тепло 1 кг твердого, жидкого или 1 м³ газообразного топлива (при нормальных условиях); Q_n^p – низшая теплота сгорания топлива - тепло, внесенное в котельный агрегат при сгорании 1 кг твердого, жидкого или газообразного топлива, измеряется в кДж/кг или кДж/м³ (определяется по справочникам); Q_1 – полезно использованное количество теплоты в котле, пароперегревателе и экономайзере для выработки пара; Q_2 – потери теплоты с уходящими из котлоагрегата газами; Q_3 – потери теплоты от химической неполноты горения топлива (наличие в уходящих из котла дымовых газов продуктов неполного горения CO , H_2 , CH_4); Q_4 – потери теплоты от механической неполноты горения топлива (со шлаком, в провале, уносе); Q_5 – потери теплоты в окружающую среду; Q_6 – потери теплоты с физическим теплом шлаков.

К.П.Д. котельного агрегата брутто, не учитывающий затраты энергии на привод вентиляторов, дымососов, насосов и прочего вспомогательного оборудования, в удельных величинах определяется по формуле

$$h_k = q_1 = 100 - (q_2 + q_3 + q_4 + q_5)\% \quad (21.2)$$

где $q_1 = \frac{Q_1}{Q_n^p} \cdot 100\%$; $q_2 = \frac{Q_2}{Q_n^p} \cdot 100\%$; $q_3 = \frac{Q_3}{Q_n^p} \cdot 100\%$ и т.д.

К.П.Д. брутто h_k для котлоагрегатов малой производительности составляет $h_k \approx 0,7 \div 0,82$, для мощных энергетических котлоагрегатов $h_k \approx 0,9 \div 0,94$.

При отсутствии значительного подогрева воздуха и топлива вне агрегата с большой степенью точности можно принимать равенство $Q_p^p \approx Q_n^p$.

Полезно используемая теплота представляет собой сумму теплоты, затраченной на производство пара и теплоты, отводимой с продувочной водой, и определяется по формуле в процентах

$$q_1 = \frac{100 \cdot D}{Q_n^p \cdot B} \left[(i_n - i_{n.в.}) + \frac{d_{np.}}{100} (i' - i_{n.в.}) \right] \%, \quad (21.3)$$

где D – паропроизводительность котлоагрегата, кг/ч; B – расход топлива, кг/ч; i_n – энтальпия перегретого пара, кДж/кг; i' – энтальпия продувочной воды, кДж/кг; $i_{n.в.}$ – энтальпия питательной воды, кДж/кг; d – расход продувочной воды в процентах от величины D .

Расход продувочной воды составляет для большинства котлоагрегатов 3–5% от паропроизводительности D .

Потери теплоты с уходящими газами являются наибольшими в котлоагрегате и с ростом температуры уходящих газов и коэффициента избытка воздуха они увеличиваются.

В современных котельных агрегатах, имеющих экономайзеры для подогрева питательной воды и воздухоподогреватели для подогрева воздуха, температура уходящих газов может быть снижена до 120–180°C и определяется температурой точки росы, т.е. $t_{yx.г.} > t_p$. Потери с уходящими газами при этом составляют 8–12% и существенно зависят от качества сжигаемого топлива.

Потери теплоты с уходящими газами определяются уравнением

$$q_2 = \left(i_{yx.} - a_{yx.} \cdot V_0 \cdot c_{возд.} \cdot t_{x.в.} \right) \frac{100 - q_4}{Q_n^p}, \quad (21.4)$$

где $i_{yx.}$ – энтальпия уходящих газов, определяется по диаграмме $i - t$, которая характеризует зависимость энтальпии i дымовых газов от температуры, $i - t$ -диаграмма строится на основании полного расчета продуктов сгорания топлива; $a_{yx.}$ – коэффициент избытка воздуха за котельным агрегатом; $c_{возд.}$ – теплоемкость холодного воздуха; $t_{x.в.}$ – температура холодного воздуха, поступающего в котельный агрегат; V_0 – теоретически необходимое количество воздуха для полного сгорания 1 кг топлива.

Величина $a_{yx.} \cdot V_0 \cdot c_{возд.} \cdot t_{x.в.}$ – есть энтальпия холодного воздуха, поступающего в котлоагрегат.

Потери теплоты от механического недожога q_4 обусловлены наличием несгоревшего топлива в золе и шлаке.

В пылеугольных топках потери теплоты q_4 составляют 2–4%, а в камерных топках при сжигании природного газа с большим выходом летучих веществ потери от $q_4 \approx 0$.

Потери тепла от химической неполноты горения q_3 определяются по таблицам в зависимости от характеристики топочных устройств. В современных котлоагрегатах при оптимальных режимах работы потери $q_3 \approx 0,1 \div 0,4\%$. Потери теплоты в окружающую среду от наружных поверхностей котлоагрегата зависят от паропроизводительности, габаритов агрегата, типа топочного устройства и от качества тепловой изоляции, которая определяет температуру наружных поверхностей агрегата. В соответствии с правилами технической эксплуатации эта температура не должна превышать 70°C

при температуре воздуха в котельной 25°C, с увеличением производительности потери теплоты q_5 снижаются. Для котлоагрегатов производительностью более $D > 35$ т/ч потери теплоты q_5 составят $0,4 \div 0,5\%$, а для котлов $D \approx 10 - 30$ т/ч потери $q_5 \approx 1 \div 1,8\%$.

Потери теплоты с физическим теплом горячих шлаков и золы q_6 необходимо учитывать лишь при очень зольном топливе или в топках с жидким шлакоудалением. В камерных топках потери теплоты q_6 отсутствуют.

21.3 Часовой расход топлива и коэффициент полезного действия котельного агрегата

После определения тепловых потерь и вычисления полезного использованного тепла в котлоагрегате можно записать выражение для к.п.д. в долях

$$h_k = \frac{Q_1}{Q_n^p}, \quad (21.5)$$

или в процентах

$$h_k = q_1 = 100 - (q_2 + q_3 + q_4 + q_5). \quad (21.6)$$

С учетом продувки к.п.д. котлоагрегата выражается уравнением

$$h_k = \frac{D(i_{n.} - i_{n.в.}) + D_{n.p.}(i' - i_{n.в.})}{BQ_n^p}. \quad (21.7)$$

Часовой расход топлива с учетом продувки определяется по формуле

$$B = \frac{D(i_{n.} - i_{n.в.}) + D_{n.p.}(i' - i_{n.в.})}{h_k Q_n^p}, \text{ кг/ч.} \quad (21.8)$$

Важнейшими характеристиками котельного агрегата являются испарительная способность топлива, тепловое напряжение зеркала горения для слоевых топок и тепловое напряжение топочного пространства для камерных топок.

Испарительной способностью топлива называется количество кг пара, получаемое в котле на 1 кг сжигаемого топлива

$$I = \frac{D}{B} = \frac{Q_n^p h_k}{(i_{n.} - i_{n.в.})}, \text{ кг пара/кг топлива.} \quad (21.9)$$

Тепловое напряжение зеркала горения для слоевых топок определяется уравнением

$$Q_R = \frac{BQ_n^p}{R}, \text{ кДж/м}^2\text{ч,} \quad (21.10)$$

где R - площадь зеркала горения, м².

Тепловое напряжение топочного пространства характеризует интенсивность работы камерных топок

$$Q_V = \frac{BQ_n^p}{V_T}, \text{ кДж/м}^3\text{ч, (кВт/м}^3\text{)}, \quad (21.11)$$

где V_T - объем топочного пространства, м^3 .

Например, для камерных топок при сжигании жидких и газообразных топлив при паропроизводительности $D > 75$ т/ч тепловое напряжение объема топки лежит в диапазоне $Q_V \approx 290 \div 350$ кВт/м³.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Из каких элементов состоит котельная установка?
2. Назовите назначение пароперегревателя, водяного экономайзера и воздухоподогревателя.
3. Назовите назначение дымососа.
4. Назовите вспомогательные устройства, обслуживающие работу котлоагрегата.
5. Напишите уравнение теплового баланса котельного агрегата.
6. Назовите основные виды потерь тепла в котлоагрегате.
7. Запишите выражение для к.п.д. котельного агрегата.
8. Приведите выражение для определения часового расхода топлива в котлоагрегате.
9. Каким выражением определяется полезно используемое тепло в котле?
10. Какие причины вызывают потери тепла с уходящими газами, от химической неполноты сгорания топлива, от механической неполноты горения топлива?
11. Что такое испарительность топлива тепловое напряжение топочного пространства и тепловое напряжение зеркала горения?

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приведены материалы справочного характера – таблицы физических свойств, значения параметров, теплоемкостей и расчетных величин, необходимых для расчетов теплообмена, теплопередачи и циклов тепловых двигателей.

Витебский государственный технологический университет

МЕЖДУНАРОДНАЯ СИСТЕМА ЕДИНИЦ (СИ)

Величина	Единица измерения	Сокращенное обозначение единицы
----------	-------------------	---------------------------------

Основные единицы

Длина	Метр	м
Масса	Килограмм	кг
Время	Секунда	сек
Сила электрического тока	Ампер	а
Термодинамическая температура	Градус Кельвина	°К
Сила света	Свеча	св

Некоторые производные единицы

Площадь	Квадратный метр	м ²
Объем	Кубический метр	м ³
Скорость	Метр в секунду	м/сек
Ускорение	Метр на секунду в квадрате	м/сек ²
Плотность	Килограмм на кубический метр	кг/м ³
Сила	Ньютон	н (кг·м/сек ²)
Давление	Ньютон на квадратный метр	н/м ²
Динамическая вязкость	Ньютон·секунда на квадратный метр	н·сек/м ²
Кинематическая вязкость	Квадратный метр на секунду	м ² /сек
Работа, энергия, количество теплоты	Джоуль	дж (н·м)
Мощность, тепловой поток	Ватт	вт (дж/сек)
Удельная теплоемкость	Джоуль на килограмм·градус	дж/кг·град
Теплота фазового превращения, энтальпия	Джоуль на килограмм	дж/кг
Плотность теплового потока	Ватт на квадратный метр	вт/м ²
Коэффициент теплопроводности	Ватт на метр·градус	вт/м·град
Коэффициент теплоотдачи (теплопередачи)	Ватт на квадратный метр·градус	вт/м ² ·град
Коэффициент излучения	Ватт на квадратный метр·градус Кельвина в четвертой степени	вт/м ² ·°К ⁴

Перевод величин на единицы измерения системы МКГСС в международную систему единиц (СИ)

Энергия	1 ккал = 4,187 кДж
Сила	1 кг = 9,81 н
Удельный вес	1 кг/м ³ = 9,81 н/м ³
Плотность	1 кг·сек ² /м ² = 9,81 н/м ²
Давление	1 кг/см ² = 9,81 н/см ²
Коэффициент динамической вязкости	1 кг·сек/м ² = 9,81 н·сек/м ²
Теплоемкость	1 ккал/кг·град = 4,187 кДж/кг·град
Энтальпия, теплота фазового превращения	1 ккал/кг = 4,187 кДж/кг
Тепловой поток	1 ккал/ч = 1,163 вт
Плотность теплового потока	1 ккал/м ² ·ч = 1,163 вт/м ²
Объемная плотность теплового потока	1 ккал/м ³ ·ч = 1,163 вт/м ³
Коэффициент теплопроводности	1 ккал/м·ч·град = 1,163 вт/м·град
Коэффициент теплоотдачи	1 ккал/м ² ·ч·град = 1,163 вт/м ² ·град
Коэффициент излучения	1 ккал/м ² ·ч·°К ⁴ = 1,163 вт/м ² ·°К ⁴

Плотность ρ , коэффициент теплопроводности λ и удельная теплоемкость c строительных теплоизоляционных и других материалов

Материалы	ρ , кг/м ³	t , °C	λ , мт/м-град	c , ккал/кг-град
Альфонс при толщине воздушных слоев 10 мм	—	—	$0,0302 + 0,85 \cdot 10^{-4} t$	—
Асбест распушенный:				
8-й сорт	340	—	$0,067 + 0,24 \cdot 10^{-4} t$	0,816
6-й сорт	660	—	$0,11 + 0,19 \cdot 10^{-4} t$	0,816
Асбестовый картон	900	—	$0,16 - 0,17 \cdot 10^{-4} t$	0,816
Асбестовый шпур	800	—	$0,16 - 0,15 \cdot 10^{-4} t$	0,816
Асбестовый:				
с высоким содержанием асбеста	1 800	30	$0,17 - 0,35$	—
с 10—50% асбеста (сухой)	1 800	30	$0,64 - 0,52$	—
Асфальт	2 120	0—30	$0,60 - 0,74$	1,67
Бетон с кварцевым щебнем	2 000	0	1,28	0,84
То же сухой	1 600	0	0,84	—
Железобетон табельный	2 200	0	1,55	0,84
Шпалобетон	1 500	0	0,70	0,80
Бушга обыкновенная	—	30	0,14	1,51
Вата хлопчатобумажная	80	30	0,043	—
Гипс (формованный сухой)	1 250	20	0,43	$0,8 - 0,93$
Глина	2 000—1 600	20	$0,9 - 0,7$	0,84
Глина огнеупорная	1 845	450	1,04	1,09
Гранит	1 840	20	0,86	—
Дельта-древесина	—	35—70	0,21	—
Дерво:				
дуб поперек волокон	825	0—15	$0,30 - 0,21$	2,39
дуб вдоль волокон	819	12—50	$0,35 - 0,43$	2,29
сосна поперек волокон	546	0—50	$0,14 - 0,16$	2,72
сосна вдоль волокон	—	20—25	$0,35 - 0,72$	2,72
Каменистый уголь:				
глинистый	1 420	20—100	$3,5 - 4,0$	—
обыкновенный твердый	1 200—1 350	20	$0,24 - 0,27$	—
Каменистоугольная пыль	730	30—150	$0,12 - 0,13$	—
Картон	—	20	$0,14 - 0,35$	1,51
Камбрий (лакромный)	—	38	0,157	—
Кирпич:				
красный машинной формовки	1 800	0	0,77	0,86
красный ручной формовки	1 700	0	0,70	0,86
силикатный	1 900	0	0,81	0,84
Кладка из красного кирпича:				
на холодном растворе	1 700	0	0,81	0,86
на теплом растворе	1 500	0	0,67	0,84
Кладка из силикатного кирпича:				
на холодном растворе	1 900	0	0,87	0,84
на теплом растворе	1 700	0	0,76	0,80
Кладка бутовой из камней средней плотности	2 000	0	1,28	0,88
Карболит черный	1 150	80	0,231	—
Кожа	—	20	$0,14 - 0,16$	—

Материалы	ρ, г/см ³	t, °C	λ, вт/м·град	α, вбт/м ² ·град
Кокс порошкообразный	449	100	0,191	1,21
Котельная накиль:				
богатая углем	2 000—2 700	100	0,7—2,3	—
бедная известью	1 000—2 500	100	0,15—3,3	—
богатая сланцем	300—1 200	100	0,08—0,23	—
Кварц кристаллический:				
поперек осей	—	0	0,72	—
вдоль осей	—	0	1,94	—
Лимповия сажа	165	40	0,07—0,12	—
Лед	917	0	2,2	2,26
Лед	928	-100	3,5	1,17
Льдиная ткань	—	—	0,068	—
Магнезия в форме сегментов для изоляции труб	268	50—200	0,073—0,084	—
Мел	2 000	50	0,9	0,88
Миканат	—	20	0,21—0,41	—
Мрамор	2 800	0	3,5	0,98
Парафин	920	20	0,27	—
Песок речной мелкий (сухой)	1 520	0—160	0,30—0,38	0,30
Песок речной мелкий (влаж- ный)	1 650	20	1,13	2,09
Прессшпан	—	20—30	0,26—0,22	—
Плексиглас	—	20	0,184	—
Пробковые плиты сухие	148—198	80	0,042—0,063	1,76
Пробковые крошки, величина куска 4—5 мм	86	0,60	0,044—0,068	1,76
Резина:				
твердая обыкновенная	1 200	0—100	0,157—0,160	1,36
мягкая	—	20	0,13—0,16	1,36
Стеарный воск	1 660	0	0,58	1,25
Сера ролбическая	—	21	0,28	0,763
Сланец	—	94	1,49	—
Слюда (поперек слоев)	2 600—3 200	20	0,46—0,55	—
Снег:				
свежевыпавший	200	—	0,10	2,09
уплотненный	400	—	0,46	2,09
Стекло:				
зеркальное	2 650	0—100	0,78—0,88	0,779
обыкновенное	2 500	20	0,74	0,67
термометрическое	2 690	20	0,96	—
пирекс	—	0	1,04	—
то же	—	400	1,55	—
кварцевое	—	400	1,76	—
то же	—	800	2,40	—
то же	—	1 200	3,08	—
Стеклоплатиновая нить	154—208	88	0,061—0,069	—
Текстолит	1 300—1 400	20	0,23—0,34	1,46—1,51
Фарфор	2 400	95	1,04	1,09
То же	2 400	1 065	1,96	1,09
Фибра красная	1 290	20—100	0,46—0,50	—
Фибролит	360—440	80	0,073—0,128	—
Целлулоид	1 400	30	0,21	—

Материалы	ρ , кг/м ³	t , °C	λ , ст/м-град	α , мм/во-град
Шелк	100	0—98	0,043—0,06	—
Эбонит	1 900	20	0,157—0,17	—
Шлак:				
котельный	1 000	0	0,39	0,75
домашний гранулиро- ванный	500	0	0,15	0,75
Штукатурка:				
известковая	1 600	0	0,70	0,84
цементно-песчаная	1 600	0	1,2	0,84
Фанера клееная	600	0	0,15	2,51
Древесный уголь кусковой	190	80	0,074	—

* Температура, для которой даны свойства.

Таблица 2

Физические свойства сухого воздуха при $P = 760$ мм рт. ст.

t , °C	ρ , кг/м ³	γ , кг/м ³ -град	λ , [*] ст/м-град	α , [*] мм/во	ρ , [*] кг/м ³	α , [*] мм/во	β , [*]
-50	1,584	1,013	2,04	12,7	14,6	9,28	0,728
-40	1,515	1,013	2,12	13,8	15,2	10,04	0,728
-30	1,453	1,013	2,20	14,9	15,7	10,80	0,723
-20	1,385	1,009	2,28	16,3	16,2	11,79	0,716
-10	1,342	1,009	2,36	17,4	16,7	12,43	0,712
0	1,299	1,005	2,44	18,8	17,3	13,08	0,707
10	1,247	1,005	2,51	20,0	17,6	14,16	0,705
20	1,205	1,006	2,59	21,4	18,1	15,08	0,703
30	1,165	1,006	2,67	22,9	18,5	15,90	0,701
40	1,128	1,005	2,76	24,3	19,1	16,96	0,699
50	1,093	1,006	2,83	25,7	19,6	17,95	0,698
60	1,060	1,005	2,90	27,2	20,1	18,97	0,696
70	1,029	1,009	2,96	28,6	20,6	20,02	0,694
80	1,000	1,009	3,05	30,2	21,1	21,08	0,693
90	0,972	1,009	3,13	31,9	21,5	22,10	0,690
100	0,946	1,009	3,21	33,6	21,9	23,19	0,688
120	0,898	1,009	3,34	35,8	22,8	25,45	0,688
140	0,854	1,013	3,49	40,2	23,7	27,80	0,684
160	0,815	1,017	3,64	43,9	24,5	30,09	0,682
180	0,779	1,022	3,78	47,5	25,3	32,49	0,681
200	0,746	1,026	3,93	51,4	26,0	34,85	0,680
250	0,674	1,038	4,27	61,0	27,4	40,61	0,677
300	0,615	1,047	4,60	71,6	29,7	48,33	0,674
350	0,565	1,059	4,91	81,9	31,4	55,46	0,673
400	0,524	1,068	5,21	93,1	33,0	63,09	0,670
500	0,456	1,093	5,74	115,3	36,2	79,88	0,667
600	0,404	1,114	6,22	138,8	39,1	96,89	0,660
700	0,362	1,135	6,71	168,4	41,8	115,4	0,706
800	0,329	1,155	7,18	185,8	44,3	134,8	0,713
900	0,301	1,172	7,63	216,2	46,7	155,1	0,717
1 000	0,277	1,185	8,07	245,9	49,0	177,1	0,719
1 100	0,257	1,197	8,50	276,2	51,2	199,5	0,722
1 200	0,239	1,210	9,16	316,5	53,5	233,7	0,724

Физические свойства воды на линии насыщения

г, °С	ρ , г/см ³	ρ , кг/м ³	L , ккал/кг	c_p , кДж/кг·°С	λ , Вт/м·°С	α , м ² /с	ν , м ² /с	β , 1/°С	γ , 10 ³ , кг/м ³	δ , 10 ³ , кг/м ³	σ , 10 ³ , Н/м	σ_s , Н/м
0	1,013	999,9	0	4,212	55,1	13,1	1788	1,799	-0,68	769,4	13,67	
10	1,013	999,7	42,04	4,191	57,4	13,7	1306	1,306	-0,70	741,6	9,52	
20	1,013	998,2	83,91	4,183	59,9	14,3	1004	1,006	1,82	726,9	7,02	
30	1,013	995,7	125,7	4,174	61,8	14,9	801,5	0,805	3,21	712,2	5,42	
40	1,013	992,2	167,5	4,174	63,5	15,3	653,3	0,659	3,87	696,5	4,31	
50	1,013	988,1	209,3	4,174	64,8	15,7	549,4	0,556	4,49	676,9	3,54	
60	1,013	983,1	251,1	4,179	66,9	16,0	469,9	0,478	5,11	662,2	2,98	
70	1,013	977,8	293,0	4,187	66,8	16,3	406,1	0,415	5,70	643,5	2,55	
80	1,013	971,8	335,9	4,195	67,4	16,6	353,1	0,365	6,32	628,9	2,21	
90	1,013	965,3	377,0	4,208	68,0	16,8	314,9	0,326	6,96	607,2	1,95	
100	1,013	958,4	419,1	4,220	68,3	16,9	282,5	0,295	7,52	588,6	1,73	
110	1,43	951,0	461,4	4,233	68,5	17,0	259,0	0,272	8,08	569,0	1,60	
120	1,98	943,1	503,7	4,250	68,6	17,1	237,4	0,252	8,64	548,4	1,47	
130	2,70	934,8	546,4	4,266	68,6	17,2	217,8	0,233	9,19	528,8	1,36	
140	3,61	926,1	589,1	4,287	68,5	17,2	201,1	0,217	9,72	507,2	1,26	
150	4,76	917,0	632,2	4,313	68,4	17,3	185,4	0,203	10,2	486,6	1,17	
160	6,18	907,4	675,4	4,345	68,3	17,3	173,6	0,191	10,7	466,0	1,10	
170	7,92	897,3	719,3	4,380	67,9	17,3	162,8	0,181	11,3	443,4	1,05	
180	10,03	886,9	763,2	4,417	67,3	17,2	153,0	0,173	11,9	422,8	1,00	
190	12,55	876,0	807,8	4,459	67,0	17,1	144,2	0,166	12,6	400,2	0,96	
200	15,55	863,0	852,5	4,506	66,3	17,0	136,4	0,158	13,3	376,7	0,93	
210	19,08	848,8	897,7	4,555	65,5	16,9	130,5	0,153	14,1	364,1	0,91	
220	23,20	840,3	943,7	4,614	64,5	16,6	124,6	0,148	14,8	331,6	0,89	
230	27,98	827,3	990,2	4,681	63,7	16,4	119,7	0,145	15,9	310,0	0,88	
240	33,48	813,6	1037,5	4,756	62,8	16,2	114,8	0,141	16,8	265,5	0,87	
260	39,74	799,0	1085,7	4,844	61,8	15,9	109,9	0,137	18,1	261,9	0,86	
260	46,94	784,0	1133,7	4,949	60,5	15,6	106,9	0,135	19,7	237,4	0,87	
270	55,06	767,9	1183,3	5,070	59,0	15,1	102,0	0,133	21,6	214,8	0,88	
280	64,19	750,7	1233,8	5,230	57,4	14,6	98,1	0,131	23,7	191,3	0,90	
290	74,45	732,3	1290,0	5,435	55,8	13,9	94,2	0,129	26,2	168,7	0,93	
300	85,92	712,5	1344,9	5,736	54,0	13,2	91,2	0,128	29,2	144,2	0,97	
310	98,70	691,1	1402,2	6,071	52,3	12,5	88,3	0,128	32,9	120,7	1,03	
320	112,90	667,1	1462,1	6,574	50,6	11,5	85,3	0,128	38,2	98,10	1,11	
330	128,65	640,2	1526,2	7,244	48,4	10,4	81,4	0,127	43,3	76,71	1,22	
340	146,08	610,1	1594,8	8,185	45,7	9,17	77,5	0,127	53,4	56,70	1,39	
350	165,37	574,4	1671,4	9,504	43,0	7,88	72,6	0,126	66,8	38,16	1,60	
360	186,74	528,0	1761,5	13,984	39,5	5,36	66,7	0,126	109	20,21	2,35	
370	210,53	480,5	1892,5	40,321	33,7	1,86	56,9	0,126	264	4,709	6,79	

Физические свойства водяного пара на линии насыщения

$t, ^\circ\text{C}$	p , бар	ρ , кг/м ³	ρ'' , кг/м ³	λ , Вт/м ² °С	λ' , Вт/м ² °С	λ'' , Вт/м ² °С	α , 10 ⁴ , м ² /с	μ , 10 ⁻⁴ , кг/с м	ν , 10 ⁻⁶ , м ² /с	ρ_r
100	1,013	0,598	2675,9	2256,8	2,155	2,372	16,58	11,97	20,02	1,06
110	1,43	0,826	2691,4	2230,0	2,177	2,489	18,53	12,46	15,07	1,09
120	1,88	1,121	2700,5	2202,8	2,208	2,593	20,50	12,85	11,46	1,09
130	2,70	1,496	2710,7	2174,3	2,257	2,686	22,97	13,24	8,85	1,11
140	3,61	1,968	2734,1	2146,0	2,315	2,791	26,180	13,54	6,89	1,12
150	4,76	2,547	2746,7	2114,9	2,395	2,894	30,728	13,93	5,47	1,16
160	6,18	3,258	2758,0	2082,8	2,479	3,012	37,22	14,32	4,39	1,18
170	7,92	4,122	2768,9	2049,5	2,583	3,128	45,939	14,72	3,57	1,21
180	10,03	5,167	2778,5	2015,2	2,709	3,268	57,338	15,11	2,93	1,25
190	12,55	6,397	2786,4	1978,8	2,856	3,419	72,182	15,60	2,44	1,30
200	15,55	7,862	2793,1	1940,7	3,023	3,547	90,492	15,99	2,03	1,36
210	19,08	9,588	2798,2	1900,5	3,199	3,722	112,214	16,38	1,71	1,41
220	23,20	11,62	2801,5	1857,8	3,408	3,896	138,983	16,87	1,45	1,47
230	27,98	13,93	2803,2	1813,0	3,634	4,084	170,806	17,36	1,24	1,54
240	33,48	16,76	2803,0	1766	3,881	4,290	208,658	17,76	1,06	1,61
250	39,78	19,98	2801	1716	4,157	4,515	252,844	18,24	0,913	1,68
260	46,94	23,72	2796	1661	4,467	4,800	304,468	18,88	0,794	1,73
270	55,05	28,09	2790	1604	4,815	5,115	374,378	19,38	0,688	1,82
280	64,19	33,19	2780	1545	5,234	5,490	464,317	19,91	0,600	1,90
290	74,45	39,15	2766	1478	5,694	5,830	586,261	20,59	0,526	2,01
300	85,92	46,21	2749	1404	6,280	6,270	752,216	21,28	0,461	2,13
310	98,70	54,58	2727	1325	7,118	6,840	978,176	21,97	0,403	2,29
320	112,90	64,72	2700	1238	8,206	7,510	1278,141	22,85	0,353	2,50
330	128,65	77,10	2666	1140	9,581	8,280	1678,108	23,93	0,310	2,86
340	146,08	92,76	2622	1027	12,38	9,300	2218,0811	25,20	0,272	3,35
350	165,37	113,8	2564	893	16,24	10,700	2958,0581	26,58	0,234	4,03
350	186,74	144,0	2481	719,7	23,03	12,790	4038,0388	29,13	0,202	5,23
370	210,53	203,0	2331	438,4	56,52	17,100	60150,0150	33,73	0,166	11,10

Таблица 5

Физические свойства дымовых газов ($B=760$ мм рт. ст.; $p_{\text{CO}_2}=0,13$;
 $p_{\text{H}_2\text{O}}=0,11$; $p_{\text{N}_2}=0,76$)

$t, ^\circ\text{C}$	ρ , кг/м ³	ρ'' , кг/м ³ °С	λ , Вт/м ² °С	α , 10 ⁴ , м ² /с	μ , 10 ⁻⁴ , кг/с м	ν , 10 ⁻⁶ , м ² /с	ρ_r
0	1,295	1,042	2,28	16,9	15,8	12,20	0,72
100	0,850	1,068	3,13	30,8	20,4	21,54	0,69
200	0,748	1,097	4,01	48,9	24,5	33,80	0,67

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot^\circ\text{C)}$	$\lambda \cdot 10^2, \text{Вт/(м}\cdot^\circ\text{C)}$	$\alpha \cdot 10^4, \text{м}^2/\text{с}$	$\mu \cdot 10^4, \text{Н}\cdot\text{с/м}^2$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
300	0,617	1,122	4,84	68,9	28,2	45,81	0,65
400	0,525	1,151	5,70	94,3	31,7	60,38	0,64
500	0,457	1,185	6,56	121,1	34,8	76,30	0,63
600	0,405	1,214	7,42	150,9	37,9	93,61	0,62
700	0,363	1,239	8,27	183,8	40,7	112,1	0,61
800	0,330	1,264	9,15	219,7	43,4	131,8	0,60
900	0,301	1,290	10,0	258,0	45,9	152,5	0,59
1 000	0,275	1,306	10,90	303,4	48,4	174,3	0,58
1 100	0,257	1,323	11,75	345,5	50,7	197,1	0,57
1 200	0,240	1,340	12,62	392,4	53,0	221,0	0,56

Таблица 6

Физические свойства масла МК в зависимости от температуры

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot^\circ\text{C)}$	$\lambda, \text{Вт/(м}\cdot^\circ\text{C)}$	$\alpha \cdot 10^4, \text{м}^2/\text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\alpha \cdot 10^2, \text{м}^2/\text{с}$	$\beta \cdot 10^4, 1/\text{K}$	Pr
10	911,0	1,645	0,1510	35 414	3 883	9,94	8,56	29 000
20	903,0	1,712	0,1485	18 560	1 514	9,58	8,64	15 800
30	894,5	1,758	0,1461	6 180	691,2	9,28	8,71	7 450
40	887,5	1,804	0,1437	3 031	342,0	8,97	8,79	3 810
50	879,0	1,851	0,1413	1 638	186,2	8,69	8,86	2 140
60	871,5	1,897	0,1389	961,4	110,6	8,39	8,95	1 320
70	864,0	1,943	0,1363	603,3	69,3	8,14	9,03	858
80	856,0	1,989	0,1340	399,3	46,6	7,89	9,12	591
90	848,2	2,036	0,1314	273,7	32,3	7,61	9,20	424
100	840,7	2,081	0,1290	202,1	24,0	7,33	9,28	327
110	833,0	2,127	0,1264	145,2	17,4	7,11	9,37	245
120	825,0	2,178	0,1240	110,4	13,4	6,92	9,46	193,5
130	817,0	2,219	0,1214	87,81	10,7	6,60	9,54	160,0
140	809,2	2,265	0,1188	70,94	8,70	6,63	9,65	139,3
150	801,6	2,311	0,1168	58,90	7,10	6,25	9,73	113,5

Температура кипения воды в зависимости от давления

р, бар	$t_p, ^\circ\text{C}$	р, бар	$t_p, ^\circ\text{C}$	р, бар	$t_p, ^\circ\text{C}$
1	99,84	56	271,10	140	326,68
2	120,23	58	273,26	142	327,75
3	133,54	60	275,06	144	328,86
4	143,03	62	277,71	146	329,96
5	151,84	64	279,80	148	331,04
6	158,84	66	281,85	150	332,11
7	164,96	68	283,85	152	333,18
8	170,42	70	285,80	154	334,23
9	175,36	72	287,71	156	335,27
10	179,88	74	289,58	158	336,30
11	184,05	76	291,41	160	337,32
12	187,06	78	293,22	162	338,33
13	191,60	80	294,98	164	339,32
14	195,04	82	296,71	166	340,31
15	198,28	84	298,40	168	341,29
16	201,36	86	300,07	170	342,26
17	204,30	88	301,71	172	343,21
18	207,10	90	303,32	174	344,17
19	209,78	92	304,90	176	345,11
20	212,37	94	306,46	178	346,04
21	214,84	96	307,98	180	346,96
22	217,24	98	309,49	182	347,87
23	219,55	100	310,96	184	348,78
24	221,77	102	312,42	186	349,67
25	223,93	104	313,86	188	350,56
26	226,03	106	315,28	190	351,44
27	228,06	108	316,67	192	352,31
28	230,04	110	318,04	194	353,17
29	231,96	112	319,39	196	354,02
30	233,83	114	320,73	198	354,87
32	237,44	116	322,05	200	355,71
34	240,88	118	323,35	202	356,54
36	244,15	120	324,63	204	357,37
38	247,31	122	325,90	206	358,18
40	250,33	124	327,15	208	358,99
42	253,24	126	328,39	210	359,79
44	256,05	128	329,61	212	370,58
46	258,75	130	330,81	214	371,4
48	261,37	132	332,00	216	372,2
50	263,91	134	333,18	218	372,9
52	266,38	136	334,34	220	373,7
54	268,77	138	335,49		
				Критическое состояние	
				221,29	374,15

Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара*

Принятые обозначения и единицы измерения:

давление	— p , бар;
температура	— t° , С;
температура	T , $^{\circ}K$;
удельный объем воды и перегретого пара	— v , m^3/kg ;
удельный объем воды на линии насыщения	— v' , m^3/kg ;
удельный объем сухого насыщенного пара	— v'' , m^3/kg ;
плотность сухого насыщенного пара	— ρ'' , kg/m^3 ;
энтальпия воды и перегретого пара	— i , kJ/kg ;
энтальпия воды на линии насыщения	— i' , kJ/kg ;
энтальпия сухого насыщенного пара	— i'' , kJ/kg ;
теплота парообразования	— r , kJ/kg ;
энтропия воды и перегретого пара	— s , $kJ/kg \cdot град$;
энтропия воды на линии насыщения	— s' , $kJ/kg \cdot град$;
энтропия сухого насыщенного пара	— s'' , $kJ/kg \cdot град$.

* Подробные таблицы см. М. П. Вуклович «Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара». Госэнергоиздат, 1963.

Состояние насыщения (по температурам)

t	T	σ'	σ''	σ'''	σ''''	σ'''''	σ''''''	σ'''''''	σ''''''''	σ'''''''''
0,01	273,16	0,006108	0,0010002	206,8	0,004847	0	2501	2501	0	9,1544
5	278,15	0,008719	0,0010001	147,2	0,006793	21,06	2510	2489	0,0762	9,0241
10	283,15	0,012277	0,0010004	106,42	0,009298	42,04	2519	2477	0,1510	8,8994
15	288,15	0,017041	0,0010010	77,97	0,01282	62,97	2528	2465	0,2244	8,7806
20	293,15	0,02337	0,0010018	57,84	0,01729	83,90	2537	2454	0,2964	8,6665
25	298,15	0,03166	0,0010030	43,40	0,02294	104,81	2547	2442	0,3672	8,5570
30	303,15	0,04241	0,0010044	32,93	0,03037	125,71	2556	2430	0,4366	8,4523
35	308,15	0,05622	0,0010861	25,24	0,03962	146,60	2565	2418	0,5049	8,3519
40	313,15	0,07375	0,0010079	19,55	0,05115	167,50	2574	2406	0,5723	8,2558
45	318,15	0,09584	0,0010099	15,28	0,06544	188,40	2582	2394	0,6384	8,1636
50	323,15	0,12335	0,0010121	12,04	0,08308	209,3	2592	2388	0,7038	8,0753
55	328,15	0,15740	0,0010145	9,578	0,1044	230,2	2600	2379	0,7679	7,9901
60	333,15	0,19917	0,0010171	7,678	0,1302	251,1	2609	2368	0,8311	7,9084
65	338,15	0,2501	0,0010199	6,201	0,1613	272,1	2617	2345	0,8934	7,8297
70	343,15	0,3117	0,0010228	5,045	0,1982	293,0	2626	2333	0,9549	7,7544
75	348,15	0,3855	0,0010258	4,133	0,2420	314,0	2635	2321	1,0157	7,6815
80	353,15	0,4736	0,0010290	3,408	0,2934	334,9	2643	2308	1,0753	7,6116
85	358,15	0,5781	0,0010324	2,828	0,3536	355,9	2651	2296	1,1342	7,5438
90	363,15	0,7011	0,0010359	2,361	0,4235	377,0	2659	2282	1,1925	7,4787
95	368,15	0,8451	0,0010396	1,982	0,5045	398,0	2668	2270	1,2502	7,4156
100	373,15	1,0132	0,0010435	1,673	0,5972	419,1	2676	2257	1,3071	7,3547
105	378,15	1,2079	0,0010474	1,419	0,7047	440,2	2683	2243	1,3632	7,2959
110	383,15	1,4326	0,0010515	1,210	0,8264	461,3	2691	2230	1,4184	7,2387
115	388,15	1,6905	0,0010559	1,038	0,9662	482,5	2698	2216	1,4733	7,1832
120	393,15	1,9854	0,0010603	0,8917	1,121	503,7	2706	2202	1,5277	7,1298

х	Т	р	с	с
125	398,15	2,3203	0,0010649	0,7704
130	403,15	2,7011	0,0010697	0,6683
135	408,15	3,130	0,0010747	0,5820
140	413,15	3,614	0,0010798	0,5087
145	418,15	4,155	0,0010851	0,4461
150	423,15	4,760	0,0010906	0,3926
155	428,15	5,433	0,0010962	0,3466
160	433,15	6,180	0,0011021	0,3068
165	438,15	7,008	0,0011081	0,2725
170	443,15	7,920	0,0011144	0,2426
175	448,15	8,925	0,0011208	0,2166
180	453,15	10,027	0,0011275	0,1939
185	458,15	11,234	0,0011344	0,1739
190	463,15	12,553	0,0011416	0,1564
195	468,15	13,989	0,0011489	0,1409
200	473,15	15,551	0,0011565	0,1272
205	478,15	17,245	0,0011644	0,1151
210	483,15	19,080	0,0011726	0,1043
215	488,15	21,062	0,0011812	0,09465
220	493,15	23,201	0,0011900	0,08606
225	498,15	25,504	0,0011992	0,07837
230	503,15	27,979	0,0012087	0,07147
235	508,15	30,635	0,0012187	0,06527
240	513,15	33,480	0,0012291	0,05967
245	518,15	36,524	0,0012399	0,05462
250	523,15	39,776	0,0012512	0,05006

Продолжение таблицы 8

1,298	528,9	2713	2188	1,5814	7,0777
1,496	546,3	2721	2174	1,6365	7,0272
1,718	567,5	2727	2169	1,6869	6,9781
1,966	589,0	2734	2145	1,7392	6,9304
2,242	610,5	2740	2130	1,7907	6,8839
2,547	632,2	2746	2114	1,8418	6,8383
2,885	653,9	2753	2099	1,8924	6,7940
3,258	675,5	2758	2082	1,9427	6,7508
3,670	697,3	2763	2066	1,9924	6,7081
4,122	719,2	2769	2050	2,0417	6,6666
4,617	741,1	2773	2032	2,0909	6,6256
5,157	763,1	2778	2015	2,1395	6,5858
5,750	785,2	2782	1997	2,1876	6,5465
6,394	807,5	2786	1979	2,2357	6,5074
7,097	829,9	2790	1960	2,2834	6,4684
7,862	852,4	2793	1941	2,3308	6,4318
18,688	875,0	2796	1921	2,3777	6,3945
19,588	897,7	2798	1900	2,4246	6,3577
10,56	920,7	2800	1879	2,4715	6,3212
11,62	943,7	2802	1858	2,5179	6,2849
12,76	966,9	2802	1835	2,5640	6,2488
13,99	990,4	2803	1813	2,6101	6,2133
15,32	1013,9	2804	1790	2,6561	6,1780
16,76	1037,6	2803	1766	2,7021	6,1425
8,30	1061,6	2803	1741	2,7478	6,1073
9,98	1085,7	2801	1715	2,7934	6,0721

г	т	р	с	с
255	528,15	48,25	0,0012631	0,04591
260	533,15	46,94	0,0012755	0,04215
265	538,15	50,87	0,0012866	0,03872
270	543,15	55,05	0,0013023	0,03560
275	548,15	59,49	0,0013168	0,03274
280	553,15	64,19	0,0013321	0,03013
285	558,15	69,18	0,0013483	0,02774
290	563,15	74,45	0,0013655	0,02554
295	568,15	80,02	0,0013839	0,02351
300	573,15	85,92	0,0014036	0,02164
305	578,15	92,14	0,001425	0,01992
310	583,15	98,70	0,001447	0,01832
315	588,15	105,61	0,001472	0,01683
320	593,15	112,90	0,001499	0,01545
325	598,15	120,57	0,001529	0,01417
330	603,15	128,65	0,001562	0,01297
335	608,15	137,14	0,001599	0,01184
340	613,15	146,08	0,001639	0,01078
345	618,15	155,48	0,001686	0,009771
350	623,15	165,37	0,001741	0,008803
355	628,15	175,77	0,001807	0,007869
360	633,15	186,74	0,001894	0,006943
365	638,15	198,30	0,00202	0,00599
370	643,15	210,53	0,00222	0,00498
374	647,15	220,87	0,00280	0,00347

р'	п'	р	п	с'	с
21,78	1110,2	2799	1689	2,8394	6,6366
23,72	1136,1	2796	1661	2,8851	6,0913
25,83	1160,2	2794	1634	2,9307	5,9657
28,09	1186,3	2790	1605	2,9764	5,9297
30,53	1210,7	2785	1574,9	3,0222	5,8938
33,19	1236,9	2780	1542,9	3,0681	5,8573
36,06	1263,1	2773	1510,2	3,1146	5,8205
39,15	1290,0	2766	1476,3	3,1611	5,7835
42,53	1317,2	2758	1441,9	3,2079	5,7463
46,21	1344,9	2749	1404,2	3,2548	5,7089
50,20	1373,1	2739	1365,6	3,3022	5,6717
54,58	1402,1	2727	1325,2	3,3502	5,6343
59,42	1431,7	2714	1282,3	3,3986	5,5968
64,72	1462,1	2700	1237,8	3,4475	5,5593
70,87	1493,6	2684	1190,3	3,4967	5,5218
77,10	1526,1	2666	1139,5	3,5472	5,4842
84,46	1559,8	2646	1085,7	3,6000	5,4465
92,76	1594,7	2622	1027,0	3,6545	5,4087
102,34	1632	2595	963,5	3,7104	5,3709
113,6	1671	2565	893,5	3,7706	5,3317
127,1	1714	2527	813,0	3,8439	5,2916
144,0	1762	2481	719,3	3,9162	5,2510
166,8	1817	2421	608,5	4,0089	4,9883
208	1893	2331	498,4	4,1157	4,7951
288	2022	2147	114,7	4,3258	4,9029

Состояние насыщения (по давлениям)

p	z	ρ^0	ρ^0	ρ^0	z^0	ρ^0	z^0	ρ^0	z^0
0,010	6,92	0,0010001	129,9	0,00770	29,32	2513	2484	0,1054	8,975
0,025	21,094	0,0010021	54,24	0,01843	88,50	2539	2451	0,3124	8,642
0,050	32,88	0,0010053	28,19	0,03547	137,83	2561	2423	0,4761	8,393
0,075	40,32	0,0010080	19,23	0,05198	168,8	2574	2405	0,5764	8,250
0,10	45,84	0,0010103	14,68	0,06812	191,9	2584	2392	0,6492	8,149
0,15	54,00	0,0010140	10,02	0,09980	225,1	2599	2373	0,7550	8,007
0,20	60,08	0,0010171	7,647	0,1308	251,4	2609	2358	0,8321	7,907
0,25	64,99	0,0010199	6,202	0,1612	272,0	2618	2346	0,8934	7,830
0,30	69,12	0,0010222	5,226	0,1913	289,3	2625	2336	0,9441	7,769
0,40	75,88	0,0010264	3,994	0,2504	317,7	2636	2318	1,0261	7,670
0,60	85,95	0,0010330	2,732	0,3661	360,0	2653	2253	1,1453	7,531
0,80	93,52	0,0010385	2,087	0,4792	391,8	2666	2273	1,2330	7,434
1,00	99,64	0,0010432	1,694	0,5903	417,4	2675	2258	1,3026	7,360
1,5	111,38	0,0010527	1,159	0,8627	467,2	2693	2226	1,4336	7,223
2,0	120,23	0,0010605	0,8854	1,129	504,8	2707	2202	1,5302	7,127
2,5	127,43	0,0010672	0,7185	1,392	535,4	2717	2182	1,6071	7,053
3,0	133,54	0,0010733	0,6057	1,651	561,4	2725	2164	1,672	6,992
3,5	138,88	0,0010786	0,5241	1,908	584,5	2732	2148	1,728	6,941
4,0	143,62	0,0010836	0,4624	2,163	604,7	2738	2133	1,777	6,897
4,5	147,92	0,0010883	0,4139	2,416	623,4	2744	2121	1,821	6,857
5,0	151,84	0,0010927	0,3747	2,669	640,1	2749	2109	1,860	6,822
6,0	158,84	0,0011007	0,3156	3,169	670,5	2757	2086	1,931	6,761
7,0	164,96	0,0011081	0,2728	3,666	697,2	2764	2067	1,992	6,709
8,0	170,42	0,0011149	0,2403	4,161	720,9	2769	2048	2,046	6,663
9,0	175,35	0,0011213	0,2149	4,654	742,8	2774	2031	2,094	6,623
10,0	179,88	0,0011273	0,1946	5,139	762,7	2778	2015	2,138	6,587
11,0	184,05	0,0011331	0,1775	5,634	781,1	2781	2000	2,179	6,554
12,0	187,95	0,0011385	0,1633	6,124	798,3	2785	1987	2,216	6,523
13,0	191,60	0,0011438	0,1512	6,614	814,5	2787	1973	2,251	6,495
14,0	195,04	0,0011490	0,1403	7,103	830,0	2790	1960	2,284	6,469
15,0	198,28	0,0011539	0,1317	7,593	844,6	2792	1947	2,314	6,445

p	t	σ	σ^2	ρ
16,0	201,36	0,0011586	0,1238	8,080
17,0	204,30	0,0011632	0,1167	8,569
18,0	207,10	0,0011678	0,1104	9,058
19,0	209,78	0,0011722	0,1047	9,549
20,0	212,37	0,0011766	0,09968	10,041
22,0	217,24	0,0011851	0,09068	11,03
24,0	221,77	0,0011932	0,08324	12,01
26,0	226,03	0,0012012	0,07688	13,01
28,0	230,04	0,0012088	0,07141	14,00
30,0	233,83	0,0012163	0,06665	15,00
32,0	237,44	0,0012238	0,06246	16,01
34,0	240,88	0,0012310	0,05875	17,02
36,0	244,16	0,0012380	0,05543	18,04
38,0	247,31	0,0012450	0,05246	19,06
40	250,33	0,0012520	0,04977	20,09
42	253,24	0,0012588	0,04732	21,13
44	256,05	0,0012656	0,04508	22,18
46	258,75	0,0012724	0,04305	23,23
48	261,37	0,0012790	0,04118	24,29
50	263,91	0,0012857	0,03944	25,35
55	269,94	0,0013021	0,03564	28,06
60	275,56	0,0013185	0,03243	30,84
65	280,83	0,0013347	0,02973	33,64
70	285,80	0,0013510	0,02737	36,54
75	290,50	0,0013673	0,02532	39,49
80	294,98	0,0013838	0,02352	42,52
85	299,24	0,0014005	0,02192	45,62
90	303,32	0,0014174	0,02048	48,83
95	307,22	0,0014345	0,01919	52,11
100	310,96	0,0014521	0,01803	55,46
110	318,04	0,001489	0,01598	62,58
120	324,63	0,001527	0,01426	70,13

1'	1''	1'''	1''''	1'''''
858,3	2793	1935	2,244	6,422
871,6	2796	1923	2,371	6,400
884,4	2796	1912	2,397	6,379
896,6	2798	1901	2,422	6,359
908,5	2799	1891	2,447	6,340
930,9	2801	1870	2,492	6,305
951,8	2802	1850	2,534	6,272
971,7	2803	1831	2,573	6,242
990,4	2803	1813	2,611	6,213
1008,3	2804	1796	2,646	6,186
1025,3	2803	1778	2,679	6,162
1041,9	2803	1761	2,710	6,137
1057,5	2802	1745	2,740	6,113
1072,7	2802	1729	2,769	6,090
1087,5	2801	1713	2,796	6,067
1101,7	2800	1698	2,823	6,045
1115,3	2798	1683	2,849	6,023
1128,8	2797	1668	2,874	6,002
1141,8	2796	1654	2,898	5,981
1154,4	2794	1640	2,921	5,961
1184,9	2790	1604,6	2,975	5,920
1213,9	2785	1570,8	3,027	5,880
1241,3	2779	1537,5	3,076	5,851
1267,4	2772	1504,9	3,122	5,814
1292,7	2766	1472,8	3,166	5,779
1317,0	2758	1441,1	3,208	5,745
1340,8	2751	1409,8	3,248	5,711
1363,7	2743	1379,3	3,287	5,678
1385,9	2734	1348,4	3,324	5,646
1407,7	2725	1317,0	3,360	5,615
1450,2	2706	1255,4	3,430	5,553
1491,1	2686	1193,5	3,496	5,492

p	l	σ'	σ''	ρ''	l'	l''	r	s'	s''
130	330,81	0,001567	0,01277	78,30	1531,5	2662	1130,8	3,561	5,432
140	336,63	0,001611	0,01149	87,03	1570,8	2638	1066,9	3,623	5,372
150	342,11	0,001658	0,01035	96,62	1610	2611	1001,1	3,684	5,310
160	347,32	0,001710	0,009318	107,3	1650	2582	932,0	3,746	5,247
170	352,26	0,001768	0,008382	119,3	1690	2548	858,3	3,807	5,177
180	356,96	0,001837	0,007504	133,2	1732	2510	778,2	3,871	5,107
190	361,44	0,001921	0,00668	149,7	1776	2466	690	3,938	5,027
200	365,71	0,00204	0,00585	170,9	1827	2410	583	4,015	4,928
210	369,79	0,00221	0,00498	200,7	1888	2336	448	4,108	4,803
220	373,7	0,00273	0,00357	272,5	2016	2168	152	4,303	4,591

Параметры критического состояния:

температура 374,15°C;
 давление 221,29 бар;
 объем 0,00328 м³/кг;
 вязкость 2100 мдс/кг;
 теплопроводность 4,430 мдс/кг·град.

Средняя массовая теплоемкость газов при постоянном давлении
шт. кДж/(кг·град)

t, °C	O ₂	N ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	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
300	0,9500	1,0400	1,0538	0,9497	1,9192	0,687	1,0191
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	1,1493	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 11

Средняя молекулярная теплоемкость газов при постоянном объеме $C_{v,мол}$,
кДж/(моль·град)

$t, ^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	SO_2	Воздух абсолютно сухой
0	0,6848	0,7989	0,7427	0,8969	1,2060	0,477	0,7164
100	0,6839	0,7986	0,7448	0,8770	1,4114	0,507	0,7199
200	0,6851	0,7994	0,7494	0,7214	1,4323	0,532	0,7243
300	0,6900	0,7448	0,7670	0,7599	1,4574	0,557	0,7289
400	0,700	0,7624	0,7566	0,7638	1,4863	0,578	0,7415
500	0,7103	0,7616	0,7775	0,8240	1,5160	0,595	0,7519
600	0,7227	0,7716	0,7892	0,8508	1,5474	0,607	0,7624
700	0,7448	0,7821	0,8009	0,8746	1,5805	0,624	0,7733
800	0,7557	0,7926	0,8122	0,8964	1,6140	0,632	0,7842
900	0,7656	0,8030	0,8231	0,9157	1,6483	0,645	0,7948
1000	0,7760	0,8127	0,8336	0,9332	1,6823	0,653	0,8039
1100	0,7834	0,8219	0,8432	0,9496	1,7158	0,662	0,8127
1200	0,7913	0,8307	0,8566	0,9638	1,7488	0,666	0,8215
1300	0,7984	0,8390	0,8606	0,9772	1,7815	—	0,8294
1400	0,8051	0,8470	0,8688	0,9893	1,8129	—	0,8369
1500	0,8114	0,8541	0,8763	1,0006	1,8431	—	0,8441
1600	0,8173	0,8612	0,8830	1,0107	1,8728	—	0,8506
1700	0,8231	0,8675	0,8893	1,0203	1,9016	—	0,8570
1800	0,8286	0,8738	0,8956	1,0291	1,9293	—	0,8633
1900	0,8340	0,8792	0,9014	1,0371	1,9552	—	0,8688
2000	0,8390	0,8847	0,9064	1,0446	1,9804	—	0,8742

Таблица 12

Средняя объемная теплоемкость газов при постоянном давлении
 $C_{p,мол}$, кДж/(моль·град)

$t, ^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	SO_2	Воздух абсолютно сухой
0	1,3059	1,2946	1,2992	1,5998	1,483	1,783	1,2971
100	1,3176	1,2958	1,3017	1,7003	1,502	1,813	1,3004
200	1,3352	1,2996	1,3071	1,7873	1,5223	1,858	1,3071
300	1,3561	1,3067	1,3167	1,8627	1,5424	1,935	1,3123
400	1,3775	1,3163	1,3289	1,9297	1,5654	2,018	1,3189
500	1,3980	1,3276	1,3427	1,9887	1,5897	2,066	1,3227
600	1,4168	1,3402	1,3574	2,0411	1,6148	2,114	1,3265
700	1,4344	1,3538	1,3720	2,0884	1,6412	2,152	1,3303
800	1,4499	1,3670	1,3862	2,1311	1,6680	2,181	1,3342
900	1,4645	1,3796	1,3996	2,1692	1,6957	2,215	1,3378
1000	1,4775	1,3917	1,4126	2,2035	1,7229	2,236	1,3397
1100	1,4892	1,4034	1,4248	2,2349	1,7501	2,261	1,4214
1200	1,5005	1,4149	1,4361	2,2638	1,7769	2,276	1,4337
1300	1,5106	1,4252	1,4465	2,2898	1,8028	—	1,4432
1400	1,5202	1,4348	1,4566	2,3136	1,8280	—	1,4528
1500	1,5294	1,4440	1,4658	2,3354	1,8527	—	1,4620
1600	1,5378	1,4528	1,4746	2,3555	1,8761	—	1,4708
1700	1,5462	1,4612	1,4825	2,3743	1,8995	—	1,4787
1800	1,5541	1,4687	1,4901	2,3915	1,9213	—	1,4867
1900	1,5617	1,4758	1,4972	2,4074	1,9423	—	1,4939
2000	1,5692	1,4825	1,5039	2,4221	1,9628	—	1,5010

Средняя объемная теплосмкость газов при постоянном объеме
 $c_{\text{ср}}^{\text{об}}, \text{ кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{град})$

$t, ^\circ\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	SO_2	Воздух абсолютно сухой
0	0,9349	0,9236	0,9282	1,2288	1,1237	1,361	0,9251
100	0,9466	0,9249	0,9307	1,3293	1,1342	1,440	0,9295
200	0,9642	0,9286	0,9362	1,4164	1,1514	1,516	0,9362
300	0,9852	0,9357	0,9458	1,4918	1,1715	1,587	0,9462
400	1,0065	0,9454	0,9579	1,5587	1,1945	1,645	0,9579
500	1,0270	0,9567	0,9718	1,6178	1,2188	1,700	0,9718
600	1,0459	0,9692	0,9864	1,6701	1,2439	1,742	0,9856
700	1,0634	0,9826	1,0011	1,7174	1,2703	1,779	0,9998
800	1,0789	0,9960	1,0153	1,7601	1,2971	1,813	1,0132
900	1,0936	1,0086	1,0287	1,7982	1,3247	1,842	1,0262
1000	1,1066	1,0207	1,0417	1,8326	1,3519	1,867	1,0387
1100	1,1183	1,0325	1,0538	1,8640	1,3791	1,888	1,0505
1200	1,1296	1,0434	1,0651	1,8929	1,4059	1,905	1,0618
1300	1,1396	1,0542	1,0756	1,9188	1,4319	—	1,0722
1400	1,1493	1,0639	1,0856	1,9427	1,4570	—	1,0819
1500	1,1585	1,0731	1,0948	1,9644	1,4817	—	1,0911
1600	1,1669	1,0819	1,1036	1,9845	1,5052	—	1,0999
1700	1,1752	1,0902	1,1116	2,0034	1,5286	—	1,1078
1800	1,1832	1,0978	1,1191	2,0205	1,5504	—	1,1168
1900	1,1907	1,1049	1,1262	2,0365	1,5713	—	1,1229
2000	1,1978	1,1116	1,1329	2,0511	1,5918	—	1,1296

ЛИТЕРАТУРА

1. Бондарев, В. А. Теплотехника/ В. А. Бондарев, А. Е. Троицкий, Р. Н. Гринкевич. – 2-е изд., испр. и доп. – Минск : Вышэйшая школа, 1976. –384 с.
2. Исаченко, В. П. Теплопередача/ В. П. Исаченко, В. А. Осипова, С. Сукомел. – 2-е изд. – Москва : Энергия, 1969. – 440 с.
3. Ицкович, А. М. Основы теплотехники : учебное пособие для технич. учебных заведений / А. М. Ицкович. – Москва : Высшая школа, 1970. –304 с.
4. Михеев, А. М. Основы теплопередачи / А. М. Михеев, И. М. Михеев. – Москва : Энергия, 1973. – 320 с.
5. Нащокин, В. В. Техническая термодинамика и теплопередача : учебное пособие для неэнергетических специальностей вузов / В. Нащокин. – Москва : Высшая школа, 1980. — 496 с.
6. Теплотехника: учебник для вузов/ В. Н. Луканин [и др.]; под ред. В. Н. Луканина. – 2-е изд., перераб. – Москва : Высшая школа, 2000. – 671 с.
7. Теплотехника : учебник для студентов втузов / А. М. Архаров [и др.]; под общ. ред. В. И. Крутова. – Москва : Машиностроение, 1986. – 432 с.
8. Техническая термодинамика : учебник для втузов / Е. В. Дрыжаков [и др.]; под ред. В. И. Крутова. – Москва : Высшая школа, 1971. –472 с.
9. Щукин, А. А. Теплотехника (Курс общей теплотехники) / А. А. Щукин, И. Н. Сушкин, Б. И. Бахмачевский; под общ. ред. И. Н. Сушкина. – 2-е изд., перераб. – Москва : Металлургия, 1973. – 478 с.
10. Юдаев, Б. Н. Теплопередача: учебник для втузов/ Б. Н. Юдаев. – Москва : Высшая школа, 1973. – 360 с.