Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования

«Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет»

# В. С. Виноградов, А. В. Космынин, А. Ю. Попов

# ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ПРИМЕРАХ И ЗАДАЧАХ

Утверждено в качестве учебного пособия Учёным советом Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет»

2-е издание, переработанное и дополненное

Комсомольск-на-Амуре 2012

### Рецензенты:

Кафедра «Двигатели внутреннего сгорания и установки» Дальневосточного государственного технического университета, зав. кафедрой д-р техн. наук, профессор А. И. Самсонов; В. М. Козин, д-р техн. наук, профессор, гл. науч. сотр. Института машиноведения и металлургии ДВО РАН

Виноградов В. С.

В49 Техническая термодинамика и теплопередача в примерах и задачах : учеб. пособие / В. С. Виноградов, А. В. Космынин, А. Ю. Попов. – 2-е изд., перераб. и доп. – Комсомольск-на-Амуре : ФГБОУ ВПО «КнАГТУ», 2012. – 346 с.

ISBN 978-5-7765-0766-3

В учебном пособии изложены основные законы термодинамики, свойства жидкостей и газов, рассмотрены термодинамические процессы тепловых двигателей, приведены сведения о парах и влажном воздухе, освещены основные положения теории теплопередачи.

Приводятся примеры решения инженерных задач с подробными пояснениями, даны задачи для самостоятельного решения, а также вопросы для закрепления пройденного материала.

Учебное пособие предназначено для студентов технических специальностей, изучающих курс технической термодинамики и теплопередачи.

> УДК 621.1.016.7 ББК 31.31

ISBN 978-5-7765-0766-3

© ФГБОУ ВПО «Комсомольскийна-Амуре государственный технический университет», 2012

# ВВЕДЕНИЕ

История человеческого общества неразрывно связана с развитием энергетики. Сначала человек использовал собственную мускульную силу, затем силу животных, энергию ветра, воды, пара и т.д. Источники энергии постепенно становились всё более мощными. Наконец наступила эра тепловых машин.

Стержневое значение в развитии энергетики имела и имеет техническая термодинамика, являющаяся теоретической базой создания теплоэнергетических машин и установок.

Техническая термодинамика занимается изучением физических явлений, связанных с взаимным превращением теплоты и работы в тепловых машинах (паровых и газовых турбинах, двигателях внутреннего сгорания, холодильных машинах, и т.д.).

Зарождение технической термодинамики вызвано появлением в конце XVIII столетия паровых машин. Вначале они были крайне неэкономичными: удельный расход топлива, которым в те времена был в основном каменный уголь, доходил до 25 кг на 1 кВт/ч (в настоящее время составляет около 450 г). Однако это не имело большого значения, так как паровые двигатели использовались в качестве приводов насосов, которые откачивали воду из каменноугольных шахт, где уголь был не покупной.

Область применения паровых машин, благодаря их несомненным преимуществам по сравнению с другими силовыми установками того времени (водяными колесами, ветряными крыльями), быстро увеличивалась. Они стали применяться на фабриках, заводах и транспорте. Число их росло, рос спрос на каменный уголь, а значит и цена на него. Всё это вызвало необходимость поиска путей уменьшения удельного расхода топлива.

Первым, кто теоретически решил эту задачу, указав пути повышения экономичности тепловых двигателей, был французский ученый Никола Леонар Сади Карно (1796-1832), который заложил основы технической термодинамики и считается одним из основателей и творцом этой науки.

Существенный вклад в развитие термодинамики внёс М.В. Ломоносов (1711-1765). Он открыл и экспериментально доказал закон сохранения количества вещества и явился одним из основоположников молекулярнокинетической теории теплоты. В основе его трудов лежит представление о первом законе термодинамики, являющимся законом сохранения энергии.

Большое значение для становления термодинамики имело открытие основных газовых законов: Бойля-Мариотта (1661), Шарля (1737), Гей-Люссака (1802), Дальтона (1802), Авогадро (1811) и Клапейрона (1834), который дал окончательное выражение уравнения состояния идеального газа. В работах Р. Майера (1814-1878), Дж. Джоуля (1818-1889) и Г. Гельмгольца (1821-1894) был установлен принцип эквивалентности теплоты и работы, и на его основе сформулирован закон сохранения и превращения энергии – первый закон термодинамики. У. Томсон (Кельвин) (1824-1907), на основе принципа Карно, ввел понятие абсолютной температуры.

Выдающийся вклад в развитие термодинамики внёс Р. Клаузиус (1822-1888). На основе эквивалентности теплоты и работы он ввел понятие внутренней энергии рабочего тела, сформулировал второе начало термодинамики и обосновал понятие энтропии.

Дальнейшее развитие этой науки, тесно связанное с усовершенствованием тепловых машин, шло по пути, указанному С. Карно.

Одновременно с открытием основных законов термодинамики создавались базовые элементы теплотехники: паровые котлы, паровые машины, паровые и газовые турбины, двигатели внутреннего сгорания и т.д. В 1769 г. английский механик Д. Уатт получил патент на паровую машину, принцип действия которой не отличался от современной.

Используя термодинамические исследования, отечественный ученый проф. Л.К. Рамзин создал новый тип парового котла, который вырабатывал пар сверхкритического давления и температуры (прямоточный котел).

Немецкий ученый Р. Дизель создал в 1898 г. новый тип двигателя, названный в честь его дизелем. В 1899 г. производство дизелей началось в России, при этом в них было внесено принципиальное изменение. Топливом стал не керосин, как в двигателе Дизеля, а более дешевая нефть.

Усовершенствование тепловых двигателей ставит перед технической термодинамикой новые задачи, решение которых способствует их дальнейшему развитию. Так, применение в паросиловых установках пара высокого давления и высокой температуры сделало необходимым глубокое изучение свойств такого пара. Широкое распространение двигателей внутреннего сгорания заставило произвести термодинамические исследования процессов, протекающих в условиях, близких к реальным. Эту работу выполнил русский ученый В.И. Гриневецкий. В период 1901-1908 гг. Гриневецкий опубликовал ряд работ, в которых изложил термодинамический расчёт паровых котлов, методы анализа рабочего процесса паровых машин (с применением энтропийной диаграммы) и исследования общих уравнений применительно к водяному пару. Гриневецкий заложил начало научно-обоснованной теории двигателей внутреннего сгорания и теплового расчета рабочего процесса. Эта работа оказала огромное влияние на развитие отечественного двигателестроения.

В настоящее время ведутся интенсивные термодинамические исследования по прямому преобразованию теплоты в электрическую энергию, минуя промежуточную стадию – превращение теплоты в механическую работу в тепловых двигателях. Термодинамические исследования установок по прямому превращению теплоты в электроэнергию являются еще одним шагом вперед в развитии технической термодинамики. Ученые всего мира продолжают исследования по термодинамике, так как источником теплоты является природное топливо, а запасы его не безграничны, вследствие чего значение технической термодинамики не ослабевает.

# УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

С-теплоемкость, Дж/К;

- *с* удельная массовая теплоемкость, Дж/(кг·К);
- с<sub>µ</sub>- удельная молярная теплоемкость, Дж/(моль·К);
- c' удельная объемная теплоемкость, Дж/(м<sup>3</sup>·К);
- *с*<sub>*v*</sub> удельная массовая изохорная теплоемкость, Дж/(кг·К);
- с<sub>р</sub> удельная массовая изобарная теплоемкость, Дж/(кг·К);
- $c_{\mu\nu}$  удельная молярная изохорная теплоемкость, Дж/(моль·К);
- *с<sub>µp</sub>*-удельная молярная изобарная теплоемкость, Дж/(моль·К);
- $c_{{\it CM}}-$ удельная массовая теплоемкость смеси, Дж /(кг·К);
- *с<sub>см и</sub>* удельная молярная теплоемкость смеси, Дж /(моль·К);
- *d* влагосодержание, г/кг;
- $d_0$  удельный расход топлива, кг/Дж;
- *F* сила, Н;
- *I* энтальпия, Дж;
- і удельная энтальпия, Дж/кг;
- *k* показатель адиабаты;
- *L*-работа изменения объема, Дж;
- М молярная масса, кг/моль;
- *m* масса вещества, кг;
- *m* массовый расход, кг/с;
- *n* количество вещества, моль;
- *n* показатель политропы;
- *р* давление, Па;
- *Q* подводимая или отводимая в процессе теплота, Дж;
- *q* удельная теплота, Дж/кг; плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;
- *q*<sub>р</sub> удельная теплота регенерации, Дж/кг;
- *R* удельная газовая постоянная, Дж/(кг·К); термическое сопротивление стенки м<sup>2</sup>·К/Дж;
- $R_0$  универсальная газовая постоянная Дж /(моль·К);
- r удельная теплота парообразования, Дж/кг;
- *S* площадь, м<sup>2</sup>; энтропия, Дж/К;
- s удельная энтропия, Дж/(кг·К);
- *T* абсолютная температура, К;

- t температура в градусах Цельсия, <sup>0</sup>С;
- *U*-внутренняя энергия, Дж;
- и удельная внутренняя энергия, Дж/кг;
- $V_m$  молярный объем, м<sup>3</sup>/моль;
- V объем вещества, м<sup>3</sup>;
- $\dot{V}$  объемный расход, м<sup>3</sup>/с;
- $v удельный объем, м^3/кг;$
- *W* работа изменения давления, Дж;
- *w* массовые доли смеси газов;
- х молярные доли газовой смеси;
- $\alpha$  коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);
- *є* степень сжатия; степень черноты тела;
- λ степень повышения давления; теплопроводность, Вт/(м·К);
- $\rho$  плотность, кг/м<sup>3</sup>; степень предварительного расширения;
- $\eta_t$  термический КПД;
- *χ*<sub>t</sub> холодильный КПД;
- Ф тепловой поток, Вт.

# ЧАСТЬ 1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

# 1. ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

# 1.1. Материя и энергия

Из курса физики известно, что любой отдельно взятый предмет называется *физическим телом*. Все тела *материальны*. Под материей понимают вещество, из которого состоит тело.

Важным свойством материи является то, что она всегда и везде находится в состоянии движения. Хотя формы движения материи разнообразны, но все их можно разделить на *видимые* и *невидимые*.

Распространенной формой *видимого* движения материи является движение всего тела в целом, когда изменяется его положение относительно других тел, условно считаемых неподвижными (механическая форма движения).

Распространенной *невидимой* формой движения материи является теплота, которая характеризуется беспорядочным движением структурных частиц, составляющих тело.

Чем больше таких частиц в теле и чем больше средняя скорость их движения, тем больше энергия тела и вместе с тем больше его *работоспо-собность*. Таким образом, энергия является характеристикой работоспо-собности тела.

Так как формы движения материи разнообразны, то и энергия проявляется в разных видах, например, механическая, химическая, электромеханическая, атомная, солнечная и т.д.

## 1.2. Физическое состояние вещества

Вещество в природе может существовать в трех состояниях (фазах): твердом, жидком и газообразном. Но в каком бы состоянии вещество не находилось, оно состоит из вечно движущихся частиц: молекул, атомов, ионов и др., связанных между собой силами взаимодействия (притяжения или отталкивания).

В *твердых* телах силы притяжения между частицами настолько велики, что такое тело сохраняет свою форму и, чтобы нарушить её, необходимо приложить к телу определенное усилие.

В жидкостях силы притяжения между частицами существенно меньше, чем в твердых телах. Жидкость не в состоянии сохранять свою форму и поэтому принимает форму того сосуда, в котором она находится.

В *газообразных* телах расстояния между частицами вещества оказываются настолько большими, а силы взаимодействия незначительными, что газы распространяются по всему пространству, в котором они находятся.

В определенных условиях вещество может переходить из одного физического (агрегатного) состояния в другое. Например, вода в твердом состоянии (лед) при нагревании превращается сначала в жидкость, а затем в пар. t

Возможные способы перехода однокомпонентного вещества из одной фазы в другую наглядно могут быть показаны на фазовой диаграмме (рис. 1.1).

Линиями AB, AC и AD площадь диаграммы разделена на 3 зоны: I – зона твердого состояния; II – зона жидкого состояния; III – зона газа (пара).

Линия 1 - 4 – графически изображает процесс, в котором твердое вещество при постоянном давлении путем нагревания превращается вначале в жидкость, а затем в газ (пар). В точ-



Рис. 1.1. Фазовая диаграмма однокомпонентного вещества

р

ке 2 вещество может находиться в двух фазах одновременно – твердой и

жидкой. На участке 2 - 3 – вещество находиться в жидком состоянии, а на участке 3 - 4 в состоянии перегретого пара (газа). В точке 3 оно находится в состоянии сухого насыщенного пара.

Если уменьшить давление, при котором происходят эти фазовые превращения, то линии процесса будут перемещаться влево, и точки 2 и 3 постепенно будут сближаться и, наконец, сольются. Точка А называется *тройной*, в ней вещество может находиться одновременно в трех состояниях: твердом, жидком и газообразном.

Если линию процесса передвинуть еще влево, то процесс перехода вещества из твердого в газообразное изобразится, например, линией 5-7. Последний процесс называется *возгонкой* (сублимацией). По этому процессу происходит, в частности, превращение сухого льда (твердой углекислоты) в углекислый газ.

В тепловых двигателях теплота преобразуется в работу. Для такого преобразования используют теплоносители, называемые рабочими телами.

Практически в качестве рабочих тел используют *газ* и *пар*, которые при изменении температуры и давления могут значительно изменять свой удельный объем и при этом совершать большую работу, чем жидкие и твердые тела.

# 1.3. Масса, сила тяжести и вес

В технической термодинамике масса рассматривается как характеристика инертных свойств тела (такая масса получила название *инертной* массы). Напомним, что *инертность* – это свойство тел изменять свою скорость под действием внешних сил. В термодинамических расчетах массу рассматривают как постоянную величину, она получила название *массы покоя*. Массу покоя макротел определяют на рычажных весах в вакууме, на которых она уравновешивается массой гири. Так как при этом масса взвешиваемого тела и масса гири оказываются под одинаковым воздействием сил земного притяжения, то результат взвешивания *не зависит* от местонахождения пункта взвешивания. За единицу массы в СИ принят *килограмм*.

Сила *тяжести* – величина *векторная*, она является мерой земного притяжения. За единицу силы тяжести принята сила, сообщающая массе в 1 кг ускорение равное 1 м/с<sup>2</sup>. Этой силе присвоено наименование – *ньютон* (H).

*Вес* тела – также *векторная* величина и представляет собой силу, с которой тело под действием силы тяжести действует на горизонтальную опору или на нить подвеса.

Вес, как и силу тяжести, определяют с помощью динамометра в условиях относительного покоя взвешиваемого тела.

Когда тело неподвижно относительно Земли или когда оно движется прямолинейно и равномерно, вес тела равен силе тяжести. При подъеме с ускорением вес тела больше силы тяжести. При спуске с ускорением вес тела меньше силы тяжести. При свободном падении вес тела равен нулю.

### 1.4. Количество вещества, молярная масса и молярный объем

Количество вещества  $n - физическая величина, определяемая числом структурных частиц, составляющих тело. Единицей количества вещества в СИ является моль. Моль – количество вещества, число структурных частиц которого равно числу атомов, содержащихся в углероде <math>C^{12}$  массой 0,012 кг.

*Относительной молекулярной массой* называется масса молекулы, выраженная в атомных единицах массы. Она показывает, во сколько раз масса молекулы вещества больше 1/12 массы изотопа углерода С<sup>12</sup>.

*Молярная масса М* – величина, равная отношению массы к количеству вещества:

$$M=\frac{m}{n},$$

где *m* – масса вещества; *n* – количество вещества.

Значение молярной массы, выраженное в кг/моль, равно относительной молекулярной массе, которая находится по таблице Д.И. Менделеева, деленной на 1000.

*Молярный объем* Vµ (м<sup>3</sup>/моль) представляет собой отношение объема, занимаемого веществом, к количеству вещества:

$$V_{\mu} = V / n. \tag{1.1}$$

#### 1.5. Контрольные вопросы

1) Что такое материя?

2) Что является условием существования материи?

3) Что такое сублимация?

*4)* Почему в качестве рабочих тел в термодинамике используют газы и пары?

5) Что такое молярная масса вещества?

6) Что изучает техническая термодинамика?

7) Чем была вызвана необходимость создания и дальнейшего развития технической термодинамики?

## 2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ

### 2.1. Плотность и удельный объем

Состояние любого вещества, в частности рабочего тела, определяется значениями некоторых величин, которые называются *параметрами состояния*.

Три из этих параметров – плотность (или обратная ей величина удельный объем), давление и температура – являются основными.

*Плотность* вещества  $\rho$  (кг/м<sup>3</sup>) – величина, равная отношению массы тела к его объему

$$\rho = m/V. \tag{2.1}$$

Удельный объем вещества v (м<sup>3</sup>/кг) – величина, равная отношению объема тела к его массе

$$v = V / m. \tag{2.2}$$

Из сопоставления уравнений (2.1) и (2.2), видно, что плотность и удельный объем – величины, обратные друг к другу, и поэтому  $\rho v = 1$ .

Объем газообразных тел при большом изменении давления и температуры значительно изменяется, при этом изменяется их плотность и удельный объем. Поэтому когда говорят о значении плотности и удельного объема газообразного тела, то указывают давление и температуру, при которых они определены.

В справочной литературе значения удельных объемов и плотностей приводятся при нормальных физических условиях ( $p = 101325 \,\Pi a$  или 760 мм рт. ст. и t = 0 <sup>0</sup>C). Так, в приложении 1 приведены значения относительной молекулярной массы и плотности некоторых газов при нормальных физических условиях.

## 2.2. Давление. Единицы измерения давления

Давление – физическая величина, равная отношению *силы*, равномерно распределенной по поверхности тела, к площади этой поверхности, расположенной перпендикулярно силе:

$$p = F / S . \tag{2.3}$$

Единица давления в СИ – паскаль (1 Па =  $1 \text{ H/m}^2$ ).

В технике широко используют системные и внесистемные единицы измерения давления. Соотношения между ними приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Единица	Бар	Паскаль	Физическая	Техниче-	Миллиметры	Миллиметры
		(Па)	атмосфера	ская атмо-	ртутного	водяного
		(Н/м <sup>2</sup> )	(атм)	сфера	столба	столба
				$(\kappa \Gamma c/cm^2)$	(мм рт. ст.)	(мм вод. ст.)
1 бар	1	$10^{5}$	0,987	1,02	750	10200
1Па	10 <sup>-5</sup>	1	-	-	-	-
1атм	1,013	101300	1	1,033	760	10330
1 кгс/см <sup>2</sup>	0,981	98100	0,968	1	735,6	10000
1 мм рт. ст.	0,001333	133,3	0,001316	0,00136	1	13,6
l мм вод. ст.	9,81·10 <sup>-5</sup>	9,81	9,68·10 <sup>-5</sup>	10-4	0,0736	1

Соотношения между единицами измерения давления

### 2.3. Избыточное и вакуумметрическое давление

Допустим, что имеется сосуд, к которому присоединена U-образная трубка с какой-нибудь жидкостью (рис. 2.1).

При открытом сосуде давление внутри него будет, очевидно, равно давлению окружающей среды (атмосферному давлению) p<sub>0</sub> и в этом слу-

чае жидкость в обоих коленах Uобразной трубки будет находиться на одном уровне по закону сообщающихся сосудов.

Если абсолютное давление в сосуде увеличить, то часть жидкости из левого колена трубки вытеснится в правое, вследствие чего образуется разность уровней. Теперь абсолютное давление в сосуде будет уравновешиваться давлением атмосферного воздуха ро и избыточным давле-



*p*<sub>*u*</sub>, создаваемым *столбом* жидкости высотой h ( $p_u = \rho g h$ ). Поэтому можно записать

$$p = p_u + p_0, (2.4)$$

откуда

нием

$$p_u = p - p_0. (2.5)$$

В термодинамических уравнениях всегда используют значение абсолютного давления в cocyde, т.к. именно оно является параметром состояния тела. Избыточное давление не является параметром состояния, поскольку его значение зависит от давления окружающей среды. Избыточное давление измеряется манометром.

Теперь понизим абсолютное давление в сосуде так, чтобы оно стало меньше атмосферного (рис. 2.2). Тогда часть жидкости перейдет из правого колена в левое. Давление  $p_0$  будет уравновешиваться абсолютным давлением изнутри p и давлением  $p_{\beta}$ , создаваемым столбом жидкости h, и



Рис. 2.2. Измерение вакуумметрическо-

го давления U-образным вакуумметром

или

$$p_{\theta} = p_0 - p \,,$$

 $p_0 = p + p_{\theta},$ 

где  $p_{\beta}$  – разность давления окружающей среды и абсолютного давления в сосуде, которое измеряется вакуумметром и называется вакуумметрическим.

При измерении давления высотой ртутного столба следует иметь в виду, что показания при-

бора зависят не только от давления измеряемой среды, но и от температуры ртути, так как с изменением температуры изменяется и ее объем.

Например, при температуре выше 0 <sup>0</sup>С высота столба ртути будет больше, чем при том же давлении и температуре ртути 0 °C. При температуре ниже 0  $^{0}$ C будет иметь место обратное соотношение. Это следует учитывать при измерении давления ртутным манометром путем введения поправок, которые приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2

Температура	Поправка,	Температура	Поправка,
столба ртути, <sup>0</sup> С	мм на 1 м рт. ст.	столба ртути, <sup>0</sup> С	мм на 1 м рт. ст.
0	0	20	3,45
5	0,87	25	4,31
10	1,73	30	5,17
15	2,59		

Поправка на показание ртутного манометра

## 2.4. Температура

Температура – один из основных параметров вещества и является мерой средней кинетической энергии молекул, т.е. мерой скорости их теплового движения. Чем выше эта скорость, тем выше температура тела. К сожалению, нет таких приборов, с помощью которых можно было бы непосредственно измерять среднюю кинетическую энергию молекул, поэтому температуру определяют косвенно.

Создателем первого термометра был немецкий ученый Г. Фаренгейт (1686-1736), который за начало шкалы своего термометра принял температуру таяния смеси, состоящей из нашатыря и тающего льда, взятых в одинаковых массах. Верхняя точка этой шкалы соответствовала температуре кипения воды при нормальном атмосферном давлении. Расстояние между этими температурами он разделил на 180 частей и таким образом получил размер одного градуса, обозначаемого символом <sup>о</sup>F.

В 1723 г. французский физик Р. Реомюр предложил шкалу, основанную на двух реперных точках: таяния льда и кипения воды. Расстояние между этими точками он разделил на 80 равных частей. Температуру в градусах Реомюра обозначают символом <sup>о</sup>R.

Несколько позже (в 1742 г.) шведский астроном А. Цельсий (1701-1744) предложил температурную шкалу с теми же реперными точками, что и Реомюр, но расстояние между ними он разделил на 100 частей. Температуру в градусах Цельсия обозначают символом <sup>0</sup>С.

В настоящее время принята в качестве основной термодинамическая шкала. Она построена на единственной реперной точке – температуре тройной точки воды, т.е. когда находятся в равновесии три фазы: лед, жид-кость и пар. Нижней границей шкалы является температура абсолютного нуля (практически недостижимая), когда прекращается тепловое движение молекул.

Единица температуры по термодинамической шкале получила название кельвин (К) по имени английского ученого Кельвина. Соотношение между температурами, определенными по шкалам Кельвина и Цельсия следующее: T = t + 273,15. Тройной точке присвоена температура 273,15 К. Единица температуры – кельвин – равна 1/273,15 температуры тройной точки воды. Она находится на 0,01 <sup>о</sup>С выше точки плавления льда.

## 2.5. Примеры решения задач

# Пример 2.1

В пусковом баллоне дизеля вместимостью 0,3 м<sup>3</sup> содержится воздух, плотность которого 2,86 кг/м<sup>3</sup>. Определить массу воздуха в баллоне.

Решение.

$$m = \rho V = 2,86.0,3 = 0,86$$
 кг.

# Пример 2.2

Диаметр днища коллектора водотрубного котла d = 1,2 м, давление пара в котле p = 2,5 МПа. Найти силу, действующую на днище коллектора изнутри.

*Решение.* Площадь днища коллектора

$$S = \pi d^2 / 4 = 0,785 d^2 = 0,785 \cdot 1,2^2 = 1,13 \text{ m}^2.$$

Сила, действующая на днище коллектора котла изнутри, равна

$$F = pS = 2,5 \cdot 10^6 \cdot 1,13 = 2,83 \cdot 10^6 \text{ H} = 2,83 \text{ MH}.$$

## Пример 2.3

Определить абсолютное давление пара в котле, если манометр показывает p = 1,35 бар, а атмосферное давление по ртутному барометру составляет  $p_0 = 680$  мм рт. ст. при t = 25 °C.

Решение.

Абсолютное давление определим по формуле

$$p = p_u + p_0$$

Показание барометра получено при температуре ртути 25  $^{\rm 0}{\rm C}.$  Это показание нужно привести к 0  $^{\rm 0}{\rm C}$ 

$$p_0 = 680 - (4,31.680)/1000 = 677,07$$
 MM pt. ct.

Абсолютное давление пара в котле равно

 $p = 1,35 \cdot 10^5 + 677,07 \cdot 133 = 2,25 \ 10^5 = 0,225 \ M\Pi a.$ 

## Пример 2.4

При точном взвешивании на рычажных весах необходимо вводить поправку на разную выталкивающую со стороны воздуха силу, действующую на взвешиваемые тела.

Какова масса воды взвешиваемой на рычажных весах, если она уравновешена гирей массой 1 кг (рис. 2.3)? Плотность материала гири  $\rho_2 = 8400 \text{ кг/м}^3$ . Плотность воды  $\rho_{600} = 1000 \text{ кг/м}^3$ . Взвешивание производит-



ся при температуре воздуха t = 20 <sup>0</sup>C и барометрическом давлении p = 0,1 МПа.

Решение.

Если рычажные весы уравновешены, то имеет место следующее равенство сил:



$$G_{\Gamma}$$
 -  $F_{\Gamma} = G_{\text{вод}}$  -  $F_{\text{вод}}$ 

где  $G_{\Gamma}$  – вес гири в вакууме;  $F_{\Gamma}$  – выталкивающая сила, действующая на гирю;  $G_{\text{вод}}$  – вес воды в вакууме;  $F_{\text{вод}}$  – выталкивающая сила, действующая на воду. Заменим веса тел и выталкивающие силы произведением их масс на ускорение свободного падения *g*.

$$m_{\Gamma}g - \Delta m_{\Gamma}g = m_{\text{вод}}g - \Delta m_{\text{вод}}g,$$

где  $\Delta m_{\Gamma} = \rho_{B03} V_{B03}^2$  – вытесняемая гирей масса воздуха;  $\Delta m_{B03} = \rho_{B03} V_{B03}^{B00}$  – вытесняемая водой масса воздуха.

Сокращая последнее уравнение на g, выразим массу воды

$$m_{\rm BOJ} = m_{\rm \Gamma} - \Delta m_{\rm \Gamma} + \Delta m_{\rm BOJ}$$
.

Плотность воздуха найдем из уравнения состояния  $P_{\text{воз}} = \rho_{\text{воз}} R T_{603}$ :

$$\rho_{\text{BO3}} = P_{\text{BO3}}/(RT_{603}) = 0,1.10^6/(287,1.293) = 1,189 \text{ kg/m}^3$$

Объем воздуха, вытесняемый водой и гирей, определим по формулам

$$V_{603}^{600} = m_{\text{BOJ}} / \rho_{\text{BOJ}} = 1/1000 = 10^{-3} \text{ m}^3,$$
  
 $V_{603}^2 = m_{\text{r}} / \rho_{\text{r}} = 1/8400 = 1,19 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3.$ 

Следовательно, масса воды равна:

$$m_{\text{вод}} = 1 - 1,189 \cdot 1,19 \cdot 10^{-4} + 1,189 \cdot 10^{-3} = 1,001048$$
 кг.

#### Пример 2.5

Манометр давления масла, установленный в открытой кабине самолета, находящегося на земле, показывает 6 кгс/см<sup>2</sup> при показании барометра 752 мм рт. ст.

Каково абсолютное давление масла, выраженное в паскалях, мегапаскалях, килограмм-силах на квадратный метр, килограмм-силах на квадратный сантиметр, миллиметрах ртутного столба и миллиметрах водяного столба? Каковы будут показания манометра в этих единицах после подъема самолета на некоторую высоту, где атмосферное давление равно 442,5 мм рт. ст. при неизменном абсолютном давлении?

Ускорение свободного падения считать нормальным ( $g = 9,8066 \text{ м/c}^2$ ) и не зависящим от подъема самолета. Плотность воды и ртути принять соответственно при 0 и 4 <sup>0</sup>C.

Решение.

Абсолютное давление масла определим по формуле (2.4), где  $p_u$  – избыточное давление, измеряемое манометром;  $p_0$  – давление окружающей среды, измеряемое барометром.

 $p = 6.98066,5+753\cdot133,3 = 6,89\cdot10^5$  Па = 0,689 МПа = 6,89·10<sup>5</sup>/9,8066 = = 70259 кгс/м<sup>2</sup> = 7,0259 кгс/см<sup>2</sup> = 6,89·10<sup>5</sup>/133,3 = 5168,8 мм рт. ст.= = 6,89·10<sup>5</sup>/9,8066 = 7,026·10<sup>4</sup> мм вод. ст.

Показание манометра (избыточное давление) при подъеме самолета найдем по формуле (2.5):

$$p_{\rm изб} = 6,89 \cdot 10^5 \cdot 442,5 \cdot 133,3 = 6,3 \cdot 10^5 \,\Pi a = 0,63 \,\mathrm{M}\Pi a = 6,3 \cdot 10^5 / 9,8066 = 6,421 \cdot 10^4 \,\mathrm{krc/m^2} = 6,421 \,\mathrm{krc/cm^2} = 6,3 \cdot 10^5 / 133,3 = 4725 \,\mathrm{mm} \,\mathrm{pt. \, ct.} = 6,421 \cdot 10^4 \,\mathrm{mm} \,\mathrm{Bog. \, ct.}$$

## Пример 2.6

Для измерения расхода жидкости и газов применяют дроссельные диафрагмы. Схема измерения расхода следующая (рис. 2.4). Текущая по



трубе жидкость проходит через дроссельную диафрагму 1. В результате дросселирования давление жидкости за диафрагмой оказывается меньше, чем давление перед ней. Перепад давлений измеряется дифференциальным U-образным манометром 2.

Массовый расход жидкости (кг/с) определяется по формуле

$$\dot{n} = kS\sqrt{2\cdot\Delta p\cdot\rho} ,$$

где k – постоянный коэффициент; S – площадь входного отверстия диафрагмы,  $m^2$ ;  $\Delta p$  – перепад давлений на диафрагме, Па;  $\rho$  – плотность жидкости, кг/ $m^3$ .

Рис. 2.4. Дроссельный способ измерения расхода жидкости

Определить массовый расход воды, измеренный с помощью этого устройства, если k = 0.8;  $\rho = 0.998$  г/см<sup>3</sup>; h = 22 мм рт. ст.; d = 10 мм.

Какова будет ошибка в расчете, если не учитывать массу столба воды над ртутью?

Решение.

Найдем площадь диафрагмы и перепад давления.

$$S = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,01^2}{4} = 7,85 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2, \quad \Delta p = 22 \cdot 133,3 = 2933 \text{ Has}$$

Плотность воды в СИ равна  $\rho = 998 \text{ кг/м}^3$ .

Рассчитаем массовый расход воды

$$\dot{m} = 0.8.7.85 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{2 \cdot 2933 \cdot 998} = 0.152 \text{ kg/c}.$$

Определим расход воды с учетом столба жидкости над ртутью. В левом колене дифференциального манометра уровень жидкости на 22 мм выше, чем в правом. Следовательно, перепад давления равен

$$\Delta p' = \Delta p_{pm} + \Delta p_{eod} = 2933 + 22.9,8 = 3148,6 \text{ Transition}$$

Рассчитаем массовый расход воды

 $\dot{m} = 0.8 \cdot 7.85 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{2 \cdot 3148.6 \cdot 998} = 0.157 \text{ kg/c}.$ 

Найдем ошибку определения расхода

$$\varepsilon = \frac{0,157 - 0,152}{0,152} 100\% = 3,57\%.$$

#### Пример 2.7

В железнодорожной цистерне находится вязкий мазут. Чтобы слить мазут в условиях холодной погоды, его необходимо разогреть. Для этого через верхний люк опустили трубу, по которой подавали насыщенный водяной пар. Когда мазут был полностью слит из цистерны, трубу вынули, а цистерну герметически закрыли. Через некоторое время под действием атмосферного давления цистерна была смята.

Определить суммарную результирующую силу F, приложенную к нижней половине боковой поверхности цистерны. Известно, что после конденсации пара в цистерне образовался вакуум  $p_{вак} = 700$  мм рт. ст. Размеры цистерны показаны на рис. 2.5.



Рис. 2.5. Цистерна

Решение.

Сила, действующая на нижнюю боковину цистерны, равна

$$F = p_{BAK} S$$
 ,

где *S* – площадь нижней половины боковой поверхности цистерны.

Площадь нижней половины боковой поверхности цистерны найдем по формуле

$$S = aL$$
,

где *а* – длина полуокружности цистерны; *L* – длина цистерны.

Следовательно, площадь нижней половины боковой поверхности цистерны равна

$$S = \frac{\pi d}{2}L = \frac{3,14 \cdot 2}{2} \cdot 6 = 18,84 \text{ m}^2.$$

Искомое значение силы равно

 $F = 700 \cdot 133, 3 \cdot 18, 84 = 1,758 \cdot 10^{6} \text{ H} = 1,758 \text{ MH}.$ 

## Пример 2.8

В паросборнике находится водяной пар в количестве 300 кг. Определить объем паросборника, если удельный объем пара  $v = 20,2 \text{ см}^3/\Gamma$ .

Решение.

Объем пара выразим из формулы (2.2), откуда следует, что  $V = m \cdot v = 300 \cdot 20, 2 \cdot 10^{-3} = 6,06 \text{ м}^3.$ 

## Пример 2.9

По трубопроводу диаметром d = 50 мм, присоединенному к газгольдеру, подается газ, удельный объем которого v = 0.5 м<sup>3</sup>/кг.

За какое время газ наполнит газгольдер, если его объем  $V = 5 \text{ м}^3$ , средняя скорость движения газа в трубопроводе w = 2,55 м/c, а плотность газа, заполнившего газгольдер,  $\rho_2 = 1,27 \text{ кг/m}^3$ ?

Решение.

Время заполнения газгольдера найдем путем деления массы газа в газгольдере *m* на массовый расход газа в трубопроводе *m*:

$$\tau = m/\dot{m}$$
.

Масса газа в газгольдере равна

$$m = \rho_2 V = 1,27.5 = 6,35$$
 кг.

Массовый расход газа в трубопроводе определим по формуле

$$\dot{m} = S w \rho$$
,

где  $S = \pi d^2 / 4$  – площадь поперечного сечения трубы;  $\rho = 1/v$  – плотность газа в трубопроводе.

Найдем массовый расход газа

$$\dot{m} = 3,14 \cdot 0,05^2 \cdot 2,55 \cdot 2 = 10^{-2}$$
 KF/c.

Время заполнения газгольдера равно

 $\tau = 6,35/10^{-2} = 635 \text{ c} = 10 \text{ MUH } 35 \text{ c}.$ 

# Пример 2.10

В цилиндрическом газгольдере постоянного давления (рис. 2.6) нахо-



дится газ с температурой 17 <sup>0</sup>С и избыточным давлением 1800 мм вод.ст., газовая постоянная газа равна 294,3 Дж/кг·К. Определить количество газа в газгольдере; как изменится положение колокола, если температура газа поднимется на 12 <sup>0</sup>С; какова будет высота расположения колокола, если будет израсходовано 50 кг газа?

Рис. 2.6. Газгольдер

#### Решение.

Определим количество газа m в газгольдере из уравнения состояния идеальных газов

$$p_1 \cdot \mathbf{V}_1 = \mathbf{m} \cdot R \cdot T_1; \ \mathbf{m} = \frac{p_1 \cdot \mathbf{V}_1}{R \cdot T_1},$$

где  $V_1 = \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot h_1 = 150,72 \,\mathrm{m}^3.$   $p_1 = p_{amm} + p_0 = 10197 + 1800 = 11997 \,\mathrm{MM} \,\mathrm{Bod.ct.} = \frac{11997}{10197} \cdot 0,1 = 0,1176 \,\mathrm{M\Pi a},$  $\mathrm{m} = \frac{0,1176 \cdot 10^6 \cdot 150,72}{294,3 \cdot 290} = 207,7 \,\mathrm{Kr}.$ 

При повышении температуры на 12  $^{0}$ С выстоту  $h_{2}$  найдем из уравнения

$$V_2 = S \cdot h_2, \ h_2 = \frac{V_2}{S},$$

где S – площадь основания, м<sup>2</sup>.

Объем V<sub>2</sub> найдем из уравнения состояния идеальных газов

$$V_{2} = \frac{m \cdot R \cdot T_{2}}{p} = \frac{207,7 \cdot 294,3 \cdot (273 + 17 + 12)}{0,1176 \cdot 10^{6}} = 157 \text{ m}^{3}$$
$$h_{2} = \frac{157}{50,24} = 3,124 \text{ m}.$$

Если газ израсходован в количестве 50 кг, то его объем будет

$$V_{3} = \frac{m_{2} \cdot R \cdot T_{2}}{p} = \frac{(207, 7 - 50) \cdot 294, 3 \cdot 302}{0,1176 \cdot 10^{6}} = 119,2 \text{ m}^{3},$$
$$h_{3} = \frac{V_{3}}{S} = \frac{119,2}{50,24} = 2,37 \text{ m}.$$

#### 2.6. Задачи

**2.1.** В цилиндре при некоторых давлении и температуре содержится воздух объемом 0,6 м<sup>3</sup> и массой 0,72 кг. Найти плотность воздуха.

Ответ: 1,2 кг/м<sup>3</sup>.

**2.2.** Найти массу газа объемом 0,5 м<sup>3</sup>, если известно, что его плотность равна 1,05 кг/м<sup>3</sup>.

Ответ: 0,525 кг.

**2.3.** Найти объем газа, если его масса 3 кг, а плотность 0,95 кг/м<sup>3</sup>. Ответ: 3,16 м<sup>3</sup>.

**2.4.** При сгорании топлива в цилиндре дизеля давление увеличивается до 5 МПа. Найти силу, действующую на крышку цилиндра изнутри, если внутренний диаметр цилиндра равен 375 мм.

Ответ: 550 кН.

**2.5.**Выразить давление, равное 100 кПа, в миллиметрах ртутного столба и в метрах водяного столба

Ответ: 750 мм рт. ст.; 10,2 м вод. ст.

**2.6.** Манометр, установленный на паровом котле, показывает давление 0,4 МПа. Чему равно абсолютное давление пара в котле, если барометр показывает 94,4 кПа.

Ответ: 0,494 МПа.

**2.7.** Какое абсолютное давление испытывает водолаз на глубине 30 м ниже уровня моря, если плотность морской воды равна 1080 кг/м<sup>3</sup>, а давление атмосферного воздуха 0,1 МПа.

Ответ: 0,418 МПа.

**2.8.** Абсолютное давление в конденсаторе паровой турбины равно 12кПа. Давление атмосферного воздуха 98,4 кПа. Чему равно разрежение в конденсаторе?

Ответ: 86,4 кПа.

**2.9.** Ртутный вакуумметр, присоединенный к конденсатору турбины, показывает 620 мм рт. ст. Показания ртутного барометра 770 мм рт. ст. Найти давление в конденсаторе.





Ответ: 19,95 кПа.

**2.10**. Для определения уровня жидкости топлива в цистерне в нее помещен воздушный колокол К (рис. 2.7). В этом колоколе воздух сжимается столбом топлива Н и имеет давление, регистрируемое манометром В. Какова должна быть высота уровня топлива Н в цистерне, если плотность топлива 880 кг/м<sup>3</sup>, а показание манометра равно 13,5 кПа?

Ответ: 1540 мм.

# 2.7. Контрольные вопросы

- 1) Что такое параметры состояния?
- 2) Назовите основные параметры состояния?
- 3) Как называется единица давления в СИ?
- 4) Назовите способы измерения давления газообразного вещества.
- 5) Что называется разрежением?

# 3. ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

### 3.1. Идеальные газы

При изучении явлений в природе и технике практически невозможно учесть все факторы, влияющие на ход явления. Однако из опытов всегда можно установить *важнейшие* их них. Тогда всеми другими факторами можно пренебречь. На этой основе создается *идеализированное* (упрощенное) представление о таком явлении. Затем теоретически изучают ход явлений в идеальных условиях. Рассмотрим одно из таких идеализированных понятий.

Под идеальным понимают газ, у которого отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия, а сами молекулы не имеют объема, хотя они и материальны.

Идеальные газы строго подчиняются законам Бойля-Мариотта, Гей-Люссака и Шарля. Идеальных газов в природе не существует, однако использование этого понятия в термодинамических исследованиях позволяет значительно облегчить такие исследования.

### 3.2. Законы Бойля-Мариотта, Гей-Люссака и Шарля

Закон Бойля-Мариотта устанавливает зависимость изменения удельного объема идеального газа от его давления при постоянной температуре: при постоянной температуре отношение удельных объемов газа обратно пропорционально отношению его давлений.

Если обозначить начальный и конечный удельные объемы идеального газа через  $v_1$  и  $v_2$ , а соответствующие им абсолютные давления через  $p_1$  и  $p_2$ , то по закону Бойля-Мариотта

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1}$$
(при  $T = \text{const}$ ),  
 $pv = \text{const}$ .

откуда

Закон Гей-Люссака устанавливает зависимость изменения удельного объема идеального газа от его температуры при постоянном давлении: при постоянном давлении отношение удельных объемов идеального газа прямо пропорционально отношению его абсолютных температур.

Из этого закона следует

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} (при \ p = \text{const}),$$
$$\frac{v}{T} = \text{const}.$$

откуда

Закон Шарля устанавливает зависимость изменения давления идеального газа от его температуры при постоянном удельном объеме: *при постоянном удельном объеме отношение абсолютных давлений идеального газа прямо пропорционально отношению его абсолютных температур.* 

Из закона Шарля следует

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1},$$
$$\frac{p}{T} = \text{const}.$$

откуда

## 3.3. Уравнение состояния идеальных газов

Законы Бойля-Мариотта, Гей-Люссака и Шарля устанавливают *связь* только между *двумя* из трех основных *параметров* идеального газа – *p*, *v*, *T* при условии, что значение третьего остается неизменным.

Уравнение состояния устанавливает связь между тремя основными параметрами идеального газа.

Переведем идеальный газ, заключенный в цилиндре под поршнем с параметрами  $p_1$ ,  $v_1$ ,  $T_1$ , в состояние с параметрами  $p_2$ ,  $v_2$ ,  $T_2$ . Осуществим этот переход в два этапа.

Сначала уменьшим давление газа от  $p_1$  до  $p_2$ , поддерживая температуру  $T_1$  постоянной, путем подвода к газу определенного количества теплоты. Вследствие этого газ окажется в некотором промежуточном состоянии с параметрами  $p_2$ ,  $v'_2$ ,  $T_1$ . Затем при неизменном давлении будем подогревать газ до конечной температуры  $T_2$  и удельного объема  $v_2$ .

Рассмотрим изменение параметров газа при этих переходах.

Так как в первом случае переход газа из одного состояния в другое происходит при постоянной *температуре*, то по закону Бойля-Мариотта

$$\frac{v_2'}{v_1} = \frac{p_1}{p_2},$$

откуда

$$v_2' = \frac{p_1 v_1}{p_2}.$$
 (3.1)

Второй переход происходит при постоянном *давлении*, поэтому, согласно закону Гей-Люссака,

$$\frac{v_2'}{v_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

откуда

$$v_2' = \frac{v_2 T_1}{T_2}.$$
 (3.2)

(3.3)

В уравнениях (3.1) и (3.2) правые части равны одной и той же величине, т.е. можно записать

$$\frac{p_1 v_1}{p_2} = \frac{v_2 T_1}{T_2}$$
или  $\frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2}$ .

Начальные и конечные состояния газа были выбраны произвольно, поэтому отношение произведений давления на удельный объем к температуре в любом состоянии идеального газа равны между собой

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

Эту постоянную величину называют удельной газовой постоянной. Обозначив ее буквой *R*, получим

$$\frac{pv}{T} = R$$
$$pv = RT.$$

ИЛИ

Это уравнение называется уравнением состояния идеального газа или уравнением *Клапейрона*. Если умножить левую и правую часть этого уравнения на произвольную массу газа m, то получим pvm = RTm; или

$$pV = mRT$$
.

# 3.4. Закон Авогадро

Закон Авогадро (1802 г.) первоначально формулировался так: все идеальные газы содержат в равных объемах при одинаковых давлении и температуре одинаковое число молекул.

Поскольку в одном и том же количестве вещества содержится одно и то же число его частиц, современная формулировка закона Авогадро следующая: *в равных объемах любых идеальных газов при одинаковых давлении и температуре содержится одно и то же количество вещества.* Из этого определения и уравнения (1.1) следует, что молярный объем любого идеального газа при одинаковых давлении и температуре один и тот же.

Этот вывод можно распространить и на реальные газы при относительно невысоких давлениях и относительно высокой температуре.

На основании научных исследований значение молярного объема идеальных газов при нормальных физических условиях (t = 0 <sup>0</sup>*C* и  $p = 101325 \,\Pi a$ ) принято равным  $V_{m,H} = 22,4136 \cdot 10^{-3} \,\text{м}^3$ /моль (приближенно 22,4 м<sup>3</sup>/кмоль)

По известному значению молярной массы идеального газа M можно определить его удельный объем  $v_{H}$  и плотность  $\rho_{H}$  при нормальных физических условиях:

$$v_{\mu} = 22,4 \cdot 10^{-3} / M$$
,  $\rho_{\mu} = M / 22,4 \cdot 10^{-3}$ 

# 3.5. Уравнение Менделеева

Умножим обе части уравнения состояния идеального газа (3.3) на молярную массу M

$$pvM = MRT$$
.

После подстановки  $vM = V_m$  получим

$$pV_m = MRT$$
или  $MR = \frac{pV_m}{T}$ .

Правая часть последнего уравнения – величина, имеющая одно и то же значение для всех идеальных газов, так как в соответствии с законом Авогадро объем любого идеального газа при одинаковых давлениях и температуре один и тот же. Из этого следует, что и левая часть уравнения является одинаковой для всех идеальных газов, поэтому она называется *универсальной*, или *молярной газовой постоянной*, и обозначается  $R_0$ .

$$MR = R_0. \tag{3.4}$$

Поэтому можно записать

$$pV_m = R_0 T . aga{3.5}$$

Уравнение (3.5) было выведено Д.И. Менделеевым для количества вещества 1 моль. Вычислим значение универсальной газовой постоянной  $R_0$ . Для этого подставим в уравнение (3.5) значение T = 273,15 К, p = 101325 Па и соответствующее значение  $V_m = 22,4$  м<sup>3</sup>/кмоль. Получим

$$R_0 = \frac{pV_m}{T} = 8,314 \text{ Дж/(моль·K)}.$$
$$pV_m = 8,314 \cdot T.$$
(3.6)

Из уравнения (3.4) можно найти удельную газовую постоянную *R* 

$$R = \frac{8,314}{M} \ \text{Дж/(кг·K)}.$$

Это уравнение очень удобно для вычисления газовой постоянной, так как для этого нужно знать только значение молярной массы, числовое значение которой, как уже говорилось, равно относительной молекулярной массе.

Для примера найдем газовую постоянную углекислого газа CO<sub>2</sub>. Так как относительная молекулярная масса этого газа  $M_2 = 44,01$ , то его молярная масса  $M = 44,01 \cdot 10^{-3}$  кг/моль, а удельная газовая постоянная

$$R = \frac{R_0}{M} = \frac{8,314}{44,01 \cdot 10^{-3}} = 188,9 \text{ Дж/(кг·К)}.$$

Пользуясь уравнением (3.6), можно определить молярный объем идеального газа при любых давлениях и температуре.

$$V_m = \frac{8,314 \cdot T}{p}$$

Умножим обе части уравнения (3.5) на количество вещества *n*, получим

$$pV_m n = nR_0T$$

ИЛИ

$$pV = nR_0T$$
,

что является другой формой записи уравнения Менделеева.

### 3.6. Примеры решения задач

#### Пример 3.1

Резервуар вместимостью 4 м<sup>3</sup> заполнен углекислым газом. Найти массу газа и его вес, если избыточное давление в резервуаре 40 кПа, температура 80  $^{0}$ С, а барометрическое давление 102,4 кПа.

Решение.

Абсолютное давление газа равно

$$p = p_u + p_0 = 40 + 102,4 = 142,4$$
 кПа.

Из уравнения состояния найдем массу газа

$$m = \frac{pV}{RT} = \frac{142, 4 \cdot 10^3 \cdot 4}{188, 9 \cdot (273 + 80)} = 8,54 \text{ Kr}.$$

Вес газа равен

$$G = mg = 8,54 \cdot 9,81 = 83,8$$
 H.

#### Пример 3.2

Калиброванная U-образная трубка в области запаянного конца содержит 25 см<sup>3</sup> воздуха при температуре  $t_1 = 20$  <sup>0</sup>C (рис. 3.1, *a*). При этом мениски ртути в обоих коленах оказываются на одном уровне. Затем воздух в трубке подогревается до  $t_2 = 70$  <sup>0</sup>C (рис. 3.1, *б*).

Определить образовавшийся перепад давлений h в мм рт. ст. и абсолютное давление подогретого воздуха  $p_2$ , если известно барометрическое





давление  $p_a = 750$  мм рт. ст., площадь поперечного сечения трубки  $S = 1 \text{ см}^2$ , плотность ртути  $\rho = 13,595 \text{ г/см}^3$ .

Решение.

Высоту столба ртути найдем из уравнения:

$$\Delta V = V_2 - V_1 = Sh,$$

где  $V_1 = 25 \text{ см}^3 - \text{объем воздуха}$ при температуре  $t_1$ ;  $V_2 - \text{объем}$ воздуха при температуре  $t_2$ .

Следовательно,  $h = \Delta V / S$ .

Объем воздуха V<sub>2</sub> найдем из уравнения Гей-Люссака

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$$
или  $\frac{V_2 / m}{V_1 / m} = \frac{T_2}{T_1}$ 

Поскольку конец трубки запаян, то масса воздуха *m* не изменяется. Поэтому

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1},$$

откуда

$$V_2 = V_1 \frac{T_2}{T_1} = 25 \frac{343}{293} = 29,27 \text{ cm}^3.$$

Тогда

$$h = \frac{29,27 - 25}{1} = 4,27 \text{ см рт. ст.} = 42,7 \text{ мм рт. ст.}$$

Давление *p*<sup>2</sup> равно

 $p_2 = p_a + \rho g h = 750.133,3 + 13595.9,8.42,7.10^{-3} = 0,1057.10^6 \Pi a = 0,1057 \text{ M}\Pi a.$ 

## Пример 3.3

Начальное состояние азота задано параметрами:  $t_1 = 20$  <sup>0</sup>C,  $v_1 = 1,9$  м<sup>3</sup>/кг. Азот нагревается при постоянном давлении, причем объем азота увеличивается до 5,7 м<sup>3</sup>/кг. Определить конечную температуру.

Решение.

Согласно закону Гей-Люссака (при p = const),

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

откуда

$$T_2 = T_1 \frac{v_2}{v_1} = (273 + 200) \frac{5.7}{1.9} = 1419 \text{ K} = 1146 \,^{\circ}\text{C}.$$

#### Пример 3.4

Абсолютное давление азота при комнатной температуре (t = 20 <sup>0</sup>C) p = 2,2 МПа. Азот нагревают в сосуде, причем известно, что предельное избыточное давление, при котором возможна безопасная работа,  $p_{u36} = 6$  МПа. Определить температуру, до которой возможно нагревание азота. Барометрическое давление  $p_0 = 1000$  гПа.

Решение.

Согласно закону Шарля (процесс при v = const),

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

откуда

$$T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1} = (273 + 20) \frac{(6+0,1)}{2,2} = 812,4 \text{ K} = 539,4 \,^{\circ}\text{C}.$$

## Пример 3.5

Компрессор подает кислород в резервную емкость объемом 3 м<sup>3</sup>. Избыточное давление в резервуаре увеличивается при этом от 0,01 до 0,6 МПа, а температура – от 15 до 30 °C. Определить массу подаваемого компрессором кислорода. Барометрическое давление  $p_0 = 993$  кПа.

#### Решение.

Масса поданного кислорода будет равна его массе при абсолютном давлении  $p_2$  и температуре  $t_2 = 30$  <sup>°</sup>C за вычетом массы кислорода при абсолютном давлении  $p_1$  и температуре  $t_1 = 15$  <sup>°</sup>C, т.е.

$$m = m_2 - m_1 = \frac{p_2 V}{RT_2} - \frac{p_1 V}{RT_1} = \frac{V}{R} \left( \frac{p_2}{T_2} - \frac{p_1}{T_1} \right) =$$
$$= \frac{3}{259.8} \left( \frac{(0.6 + 0.0993) \cdot 10^6}{273 + 30} - \frac{(0.01 + 0.0993) \cdot 10^6}{273 + 15} \right) = 22,27 \text{ kg}.$$

#### Пример 3.6

В сосуде объемом 5 м<sup>3</sup> находится воздух при барометрическом давлении  $p_0=0,1$  МПа и температуре 300 <sup>0</sup>С. Затем воздух выкачивается до тех пор, пока в сосуде не образуется вакуум, равный 800 гПа. В процессы выкачки воздуха температура не изменяется.

Сколько воздуха было выкачано из сосуда? Чему будет равно давление воздуха в сосуде после выкачивания, если оставшийся воздух охладить до температуры 20 <sup>0</sup>C.

#### Решение.

Из уравнения состояния идеальных газов определим массу воздуха при абсолютном давлении, равном барометрическому давлению

$$p_1 V = m R T_1,$$

откуда

$$m_1 = \frac{p_1 V}{RT_1} = \frac{0.1 \cdot 10^6 \cdot 5}{287(273 + 300)} = 3,04$$
 кг.

Теперь определим массу воздуха, оставшуюся в баллоне после откачки. Сначала найдем абсолютное давление воздуха в сосуде

$$p_2 = p_0 - p_6 = 0.1 - 0.08 = 0.02 \text{ MIIa},$$
  
 $p_2 V = 0.02 \cdot 10^6 \cdot 5$ 

$$m_2 = \frac{T_2}{RT_1} = \frac{1}{287(273 + 300)} = 0,608 \text{ kr}.$$

Следовательно, масса выкачанного воздуха *m* равна

$$m = m_1 - m_2 = 3,04 - 0,608 = 2,43$$
 кг.

Если оставшийся воздух охладить до 20  $^{0}$ C, то давление в сосуде будет

$$p = \frac{mRT_2}{V} = \frac{0,608 \cdot 287(273 + 20)}{5} = 0,0102$$
 MIIa.

## Пример 3.7

После погружения металлической трубки, запаянной с одного конца,



лической трубки, запаянной с одного конца, в резервуар с водой оказалось, что уровень воды в трубке поднялся на высоту 0,75 м при длине трубки 0,95 м (рис. 3.2).

Определить глубину погружения трубки H в резервуаре, если атмосферное давление  $p_0$  соответствует 750 мм рт. ст.

Решение.

Найдем абсолютное давление воды *p*<sub>2</sub> на дне резервуара:

$$p_2 = p_0 + \rho g H \,,$$

где  $\rho$  – плотность воды, кг/м<sup>3</sup>.

С другой стороны

$$p_2 = p_1 + \rho g h_1,$$

где  $h_1$  – высота воды в трубке, м.

Рис. 3.2. К примеру 3.7

Приравнивая правые части двух последних уравнений, получим:  $p_0 + \rho g H = p_1 + \rho g h_1$ . Отсюда

$$H = \frac{p_1 - p_0}{\rho g} + h_1.$$

Найдем абсолютное давление в трубке  $p_1$  из закона Бойля-Мариотта  $p_0 / p_1 = v_2 / v_0$ . Так как поперечное сечение трубки не изменяется, то можно записать

$$p_0 / p_1 = h_2 / h_0$$
,

где  $h_0$  – высота трубки, м;  $h_2 = h_0 - h_1$  – высота столба воздуха в погруженной под слой воды трубке, м.

Тогда

$$p_1 = p_0 h_0 / h_2$$

Следовательно, глубина погружения трубки равна:

$$H = p_0 \frac{h_0 / h_2 - 1}{\rho g} + h_1 = 570 \cdot 133,3 \frac{\frac{0.95}{0.95 - 0.75} - 1}{1000 \cdot 9.8} + 0.75 = 38,42 \text{ M}.$$

#### Пример 3.8

Аэростат заполнен 4000 м<sup>3</sup> гелия при температуре 17  $^{0}$ C. Определить подъемную силу аэростата, если атмосферное давление равно 1,02 бар, а температура воздуха 27  $^{0}$ C. Масса оболочки аэростата 700 кг.

Решение.

На аэростат действуют две силы:  $F_1$  – подъемная сила гелия и  $F_2$  – сила притяжения оболочки к земле. Разность этих

сил и даст подъемную силу аэростата  $F = F_1 - F_2$ 

$$F_1 = m_{\theta} \cdot g - m_{He} \cdot g = V_{\theta} \cdot \rho_{\mathrm{B}} \cdot g - V_{He} \cdot \rho_{\mathrm{He}} \cdot g ,$$

где  $V_e$  – объем воздуха, вытесненный аэростатом, м<sup>3</sup>;  $\rho_e$  – плотность воздуха при t = 27 <sup>0</sup>C и p == 1,02 бар;  $V_{He}$  – объем гелия, которым заполнен аэростат, м<sup>3</sup>;  $\rho_{He}$  – плотность гелия при t = 17 <sup>0</sup>C и p = 1,02 бар.

Объемы гелия и воздуха равны между собой  $V_{e} = V_{He} = V = 4000 \text{ м}^{3}$ , поэтому

$$F_1 = V_{_{\mathcal{B}}} \cdot g \cdot (\rho_{_{\mathrm{B}}} - \rho_{_{\mathrm{He}}}).$$

Рис. 3.3. Аэростат

 $F_2$ 

Плотность воздуха при 27 <sup>0</sup>С найдем из уравнения состояния идеальных газов

$$p_{\scriptscriptstyle B} \cdot v_{\scriptscriptstyle B} = R_{\scriptscriptstyle B} \cdot T_{\scriptscriptstyle B}.$$

Умножим левую и правую часть уравнения на  $\rho_e$ , получим  $\rho_e \cdot p_e \cdot v_e = \rho_e \cdot R_e \cdot T_e$ .

Произведение  $\rho \cdot v = 1$ , тогда  $p_{\beta} = \rho_{\beta} \cdot R_{\beta} \cdot T_{\beta}$ 

$$\rho_{\rm g} = \frac{p_{\rm g}}{R_{\rm g} \cdot T_{\rm g}} = \frac{1,02 \cdot 10^5}{287,1 \cdot 300} = 1,1842 \, {\rm kg/m^3}.$$

Аналогично определяем плотность гелия

$$\rho_{He} = \frac{p_{He}}{R_{He} \cdot T_{He}}$$

Так как в этой формуле давление гелия по условию задачи не дано, то предполагаем, что оно равно атмосферному, т.е.  $p_{He} = 1,02$  бар. Газовую постоянную гелия найдем из уравнения

$$R_{He}=\frac{R_0}{\mu},$$

где  $R_0 = 8314 \text{ Дж/(кг·K)}$  – универсальная газовая постоянная;  $\mu = 4 \text{ кг/кмоль}$  – молярная масса He.

$$R_{He} = \frac{8314}{4} = 2078,5 \text{ кДж/кг·K},$$

$$\rho_{He} = \frac{1,02 \cdot 10^5}{2078,5 \cdot 290} = \frac{1,02 \cdot 10^5}{602765} = 0,1692 \text{ кг/m}^3,$$

$$F_1 = 4000 \cdot 9,8 \cdot (1,1842 - 0,1692) = 39788 \text{ H},$$

$$F_2 = 700 \cdot 9,8 = 6860 \text{ H}, \quad F_1 = 39788 - 6860 = 32928 \text{ H}.$$

#### 3.7. Задачи

**3.1.** Для автогенной сварки привезен баллон кислорода вместимостью 100 л. Найти массу кислорода, если его давление 10,8 МПа при температуре 17 <sup>о</sup>С. Наружное давление 100 кПа.

Ответ: 14,45 кг.

**3.2.** В баллоне массой 117 кг и вместимостью 100 л содержится кислород при температуре 20  $^{0}$ C. Определить давление кислорода в баллоне, если масса порожнего баллона 102 кг.

Ответ: 11,42 МПа.

**3.3.** Давление кислорода в баллоне вместимостью 100 л равно 883 кПа при температуре 20  $^{0}$ С. Определить массу кислорода, который нужно подкачать в баллон, чтобы повысить давление в нем до 10,2 МПа при температуре 70  $^{0}$ С. Наружное давление 101 кПа.

Ответ: 10,27 кг.

**3.4.** Определить массу воздуха, израсходованного на пуск дизеля в ход, если известно, что вместимость пускового баллона 200 л, температура в машинном отделении (и воздуха в баллоне) 20  $^{0}$ С. Давление воздуха в баллоне до пуска в ход дизеля 2,26 МПа, после пуска 1,86 МПа.

Ответ: 0,95 кг.

**3.5.** По трубопроводу протекает кислород при температуре 127  $^{0}$ С и давлении по манометру 294 кПа. Найти массовый расход кислорода, если объемный расход его составляет 10 м<sup>3</sup>/мин.

Ответ: 28,3 кг/мин.

**3.6.** Найти объем 1 кмоль газа при давлении 0,5 МПа и t = 30 <sup>0</sup>C. Ответ: 5,04 м<sup>3</sup>.

## 3.8. Контрольные вопросы

1) С какой целью в термодинамику введено понятие об идеальном газе?

2) Какой газ называется идеальным?

3) Какими свойствами обладает молярный объем любого идеального газа?

4) Почему молярная газовая постоянная  $R_0$  называется также универсальной газовой постоянной?

5) Какова зависимость между удельной и универсальной газовой постоянной?

# 4. СМЕСИ ЖИДКОСТЕЙ, ГАЗОВ И ПАРОВ

## 4.1. Чистые вещества и смеси

В термодинамике часто используют понятие *чистого вещества*, все молекулы которого одинаковы, и *смеси*, состоящие из нескольких чистых веществ, называемых компонентами смеси.

Чистыми веществами являются, например, кислород, водород, азот, вода, углекислый газ. Примером смеси может служить влажный атмосферный воздух и др.

Значительный интерес в термодинамике представляют газовые смеси, состоящие из газов, химически не связанных между собой. К таким смесям относятся, например, атмосферный воздух, состоящий в основном из азота  $N_2$  и кислорода  $O_2$ ; природный газ, компонентами которого являются различные углеводороды (например,  $CH_4$ ,  $C_2H_6$ ,  $C_3H_8$ ), водород  $H_2$  и другие газы.

# 4.2. Состав смесей жидкостей, паров и газов

Состав смесей жидкостей, паров и газов задают массовыми или молярными долями. Газовые смеси дополнительно задают объемными долями компонентов смеси. Массовой долей компонента смеси называют величину, равную отношению массы данного компонента к массе всей смеси.

Если смесь состоит из нескольких компонентов, например n, то

$$w_1 = m_1 / m; w_2 = m_2 / m; ..., w_n = m_n / m,$$

где  $w_1, w_2, \dots, w_n$  – массовые доли компонентов смеси,  $m_1, m_2, \dots, m_n$  – массы компонентов смеси, m – масса всей смеси.

Сумма массовых долей компонентов смеси равна единице, т.е.

$$\sum_{i=1}^{n} w_i = 1.$$
 (4.1)

Например, смесь состоит из азота массой 10 кг, кислорода массой 4 кг и водяного пара массой 6 кг. Для такой смеси

$$m = m_1 + m_2 + m_3 = 10 + 4 + 6 = 20 \text{ KG}$$

Массовые доли компонентов смеси равны:

азота

кислорода 
$$w_2 = m_2 / m = 4/20 = 0.2$$

пара

$$w_3 = m_3 / m = 6/20 = 0.3.$$

 $w_1 = m_1 / m = 10/20 = 0.5;$ 

Сумма массовых долей компонентов смеси равна

$$\sum_{i=1}^{3} w_i = 0.5 + 0.2 + 0.3 = 1.$$

Молярной долей компонента называют величину, равную отношению числа молей компонента смеси к числу молей всей смеси.

Молярная доля компонента смеси, в состав которой входят *n* компонентов, определяется по формуле

$$x_1 = n_1 / n; \ x_2 = n_2 / n; \ \dots \ x_n = n_n / n,$$
 (4.2)

где  $x_1, x_2, \dots, x_n$  – молярные доли компонентов смеси,  $n_1, n_2, \dots, n_n$  – число молей компонентов смеси, n – число молей всей смеси.

Сумма молярных долей компонентов, составляющих смесь, равна единице.

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

При решении задач на смеси нередко требуется определить молярный состав смеси, если известны массовые доли компонентов, и наоборот – определить массовые доли компонентов при известных значениях молярных долей. Найдем эти соотношения для *i*-го компонента путем деления уравнения (4.1) на уравнение (4.2):

$$w_i / x_i = \frac{m_i / m}{n_i / n} = \frac{m_i / n_i}{m / n}$$

Но известно, что молярная масса M – величина, равная отношению массы к количеству вещества M = m/n, поэтому получим

$$w_i / x_i = M_i / M_i$$

откуда имеем:

$$w_i = \frac{x_i M_i}{M}$$
или  $x_i = \frac{w_i M}{M_i}.$  (4.3)

Уравнения (4.3) позволяют по известным молярным долям компонентов смеси находить их массовые доли и наоборот.

Найдем выражения для определения молярной массы смеси в случае задания ее компонентов молярными и массовыми долями.

Очевидно, что сумма всех масс компонентов, составляющих смесь, равна массе смеси, т.е.

$$m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n = m$$

Подставим в это уравнение значение масс из уравнения  $M = \frac{m}{n}$ . По-

лучим

$$M_1n_1 + M_2n_2 + M_3n_3 + \dots + M_nn_n = Mn$$

Поделим левую и правую части последнего уравнения на число молей всей смеси *n* и с учетом соотношения (4.2) найдем:

$$M = M_1 x_1 + M_2 x_2 + M_3 x_3 + \dots + M_n x_n$$

Следовательно, молярная масса смеси равна сумме произведений молярных масс компонентов на их молярные доли.

При задании смеси массовыми долями в уравнение

$$n_1 + n_2 + \ldots + n_n = n$$

подставим значение количества вещества из формулы  $M = \frac{m}{n}$ . Получим

$$\frac{m_1}{M_1} + \frac{m_2}{M_2} + \dots + \frac{m_n}{M_n} = \frac{m}{M},$$

откуда молярная масса смеси равна:

$$M = \frac{m}{m_1/M_1 + m_2/M_2 + \dots + m_n/M_n}.$$

Разделив числитель и знаменатель дроби этого уравнения на массу смеси *m*, найдем

$$M = \frac{1}{m_1/M_1m + m_2/M_2m + \dots + m_n/M_nm}.$$

С учетом того, что  $\frac{m}{M} = w$ , окончательное уравнение имеет вид

$$M = \frac{1}{w_1/M_1 + w_2/M_2 + \ldots + w_n/M_n}.$$
(4.4)

Следовательно, молярная масса смеси равна единице, деленной на сумму отношений массовых долей компонентов к их молярным массам.

# 4.3. Газовые смеси. Закон Дальтона

В термодинамических расчетах реальные газы, входящие в состав газовой смеси с относительно невысоким давлением, рассматриваются как идеальные газы, при этом и сама газовая смесь тоже рассматривается как идеальная. Такое допущение дает возможность при расчетах газовых смесей пользоваться законами идеальных газов, в частности законом Дальтона, который лежит в основе изучения газовых смесей.

Давление газовой смеси **p** равно сумме парциальных давлений ее компонентов:

$$p = p_1 + p_2 + \ldots + p_n.$$

Для газовой смеси, подчиняющейся закону Дальтона, справедливы следующие положения:

1) Каждый газ, входящий в газовую смесь, имеет температуру, равную температуру смеси.

2) Каждый из компонентов газовой смеси распространяется по всему объему, занимаемому смесью, а поэтому объем каждого из них равен объему всей смеси.

3) Каждый из газов, входящих в смесь, подчиняется своему уравнению состояния.

4) Смесь в целом условно является как бы новым газом, отличающимся от ее компонентов и подчиняющимся своему уравнению состояния.

Например, уравнение Менделеева для какого-нибудь одного компонента газовой смеси и всей смеси имеет вид:

$$p_1V = n_1RT$$
,  $pV = nRT$ .

Разделив первое уравнение на второе, получим:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{n_1}{n} = x_1,$$

откуда следует

$$p_1 = x_1 p$$
.

Следовательно, парциальное давление компонента газовой смеси равно произведению его молярной доли на давление смеси.

## 4.4. Объемные доли газовой смеси

Объемной долей компонента газовой смеси называется отношение приведенного объема компонента к объему всей смеси. Понятие приведенного объема компонента рассмотрим на примере.

Пусть в баллоне, разделенном перегородкой на две не сообщающиеся между собой части, содержится два газа 1 и 2. Давление и температуры этих газов одинаковы.

Если перегородку убрать, то оба газа через некоторое время перемешаются (путем диффузии) и образуют газовую смесь. При отсутствии теплообмена с внешней средой температура образовавшейся газовой смеси Tбудет равна температуре газов до перемешивания. После смешения каждый газ распространится во всем объеме смеси V и давления газов 1 и 2 уменьшатся до значений парциальных давлений  $p_1$  и  $p_2$ .

Очевидно, что в нашем примере приведенными объемами газов 1 и 2 являются их объемы до смешения  $V_1$  и  $V_2$ . Если газовая смесь состоит из N газов и если приведенные объемы компонентов этой смеси обозначить через  $V_1$ ,  $V_2$ ,... $V_n$ , а объем смеси через V, то объемные доли этих компонентов определятся отношениями  $V_1/V$ ,  $V_2/V$ ,  $V_n/V$ .

Как будет показано ниже, *объемные доли компонентов смеси идеальных газов равны их молярным долям*, вследствие чего и молярные и объемные доли можно обозначить одной и той же буквой *х*:

$$x_1 = V_1 / V$$
;  $x_2 = V_2 / V$ ;  $x_n = V_n / V$ .

Запишем уравнение Менделеева для одного компонента смеси идеальных газов при давлении *р* смеси и для всей смеси в целом:

$$pV_1 = n_1 RT ,$$
  
$$pV = nRT .$$

Разделив первое уравнение на второе, получим

$$V_1 / V = n_1 / n = x_1,$$

т.е. *объемные доли* компонентов смеси идеальных газов равны их молярным долям.

### 4.5. Примеры решения задач

#### Пример 4.1

Найти газовую постоянную смеси, состоящей из азота с приведенным объемом 0,4 м<sup>3</sup> и кислорода с приведенным объемом 0,2 м<sup>3</sup>.

Решение.

Общий объем смеси

$$V = V_{N_2} + V_{O_2} = 0.4 + 0.2 = 0.6 \text{ m}^3.$$

Объемные (или молярные) доли компонентов:

 $x_{O_2} = V_{O_2} / V = 0,2/0,6 = 0,333; \ x_{N_2} = V_{N_2} / V = 0,4/0,6 = 0,667.$ 

Молярная масса смеси

$$M = x_{O_2} M_{O_2} + x_{N_2} M_{N_2} = 0,333 \cdot 32 \cdot 10^{-3} + 0,667 \cdot 28,01 \cdot 10^{-3} = 29,34 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль.}$$

Газовая постоянная смеси

$$R = R_0 / M = 8,314/29,34 \cdot 10^{-3} = 283$$
 Дж/(кг·К).

#### Пример 4.2

Найти при данных предыдущего примера парциальное давление азота и кислорода газовой смеси. Давление смеси равно 0,1 МПа.

Решение.

Парциальное давление компонентов равно

$$p_{O_2} = x_{O_2} p = 0,333 \cdot 0,1 = 33,3$$
 кПа,  
 $p_{N_2} = x_{N_2} p = 0,667 \cdot 0,1 = 66,7$  кПа.

#### Пример 4.3

Продукты сгорания топлива массой 1 кг имеют следующий молярный состав: пары воды  $n_{H_2O} = 60,3$ ; углекислый газ  $n_{CO_2} = 73,9$ ; азот  $n_{N_2} = 849,5$ ; кислород  $n_{O_2} = 132,2$ . Найти молярную массу и массу смеси.

Решение.

Число молей продуктов сгорания:

 $n = n_{H_2O} + n_{CO_2} + n_{O_2} + n_{N_2} = 60,3 + 73,9 + 123,3 + 849,5 = 1106,9$  моль.

Молярные доли компонентов:

$$\begin{aligned} x_{H_2O} &= n_{H_2O} / n = 60,3/1106,9 = 0,0544; \\ x_{CO_2} &= n_{CO_2} / n = 73,9/1106,9 = 0,0667; \\ x_{O_2} &= n_{O_2} / n = 123,2/1106,9 = 0,1113; \\ x_{N_2} &= n_{N_2} / n = 849,5/1106,9 = 0,7676. \end{aligned}$$

Молярная масса смеси:

$$\begin{split} M &= x_{H_2O}M_{H_2O} + x_{CO_2}M_{CO_2} + x_{O_2}M_{O_2} + x_{N_2}M_{N_2} = \\ &= 0,0554\cdot18,02\cdot10^{-3} + 0,0667\cdot44,01\cdot10^{-3} + 0,1113\cdot32\cdot10^{-3} + \dots \\ &\dots + 0,7676\cdot28,04\cdot10^{-3} = 28,04\cdot10^{-3} \text{ кг/моль.} \end{split}$$

Масса смеси:

$$m = M \cdot n = 28,04 \cdot 10^{-3} \cdot 1106,9 = 31,04 \text{ kg}.$$
### Пример 4.4

Смесь 10 кг кислорода и 15 кг азота имеет давление 0,3 МПа и температуру 27  $^{0}\mathrm{C}.$ 

Необходимо определить молярные доли  $x_i$  каждого компонента смеси, молярную массу смеси, удельную газовую постоянную, общий объем смеси, парциальное давление и объемы компонентов смеси.

Решение.

Определим массовые доли компонентов смеси:

$$w_{O_2} = m_{O_2} / m_{CM} = 10/(10+15) = 0,4;$$
  
 $w_{N_2} = m_{N_2} / m_{CM} = 15/(10+15) = 0,6.$ 

Из совместного решения уравнений (4.3) и (4.4) получим следующую зависимость между молярными и массовыми долями компонентов смеси:

$$x_{i} = \frac{w_{i} / M_{i}}{\sum w_{i} / M_{i}}.$$
(4.5)

По формуле (4.5) определим молярные доли компонентов:

$$x_{O_2} = \frac{0,4/32}{\frac{0,4}{32} + \frac{0,6}{28}} = 0,369;$$
  
$$x_{N_2} = \frac{0,6/28}{\frac{0,4}{32} + \frac{0,6}{28}} = 0,631.$$

Молярная масса смеси равна:

 $M = x_{O_2}M_{O_2} + x_{N_2}M_{N_2} = 0,368 \cdot 32 + 0,631 \cdot 28 = 29,74$ кг/кмоль.

Газовая постоянная смеси

$$R = R_0 / M = 8,314 \cdot 10^3 / 29,74 = 282$$
Дж/(кг·К).

Объем смеси определим по уравнению состояния идеальных газов:

$$V = \frac{mRT}{p} = \frac{(10+15) \cdot 282 \cdot (273+27)}{0.3 \cdot 10^6} = 7,05 \text{ m}^3.$$

Найдем значение парциальных давлений компонентов смеси:

$$p_{O_2} = x_{O_2} p = 0,369 \cdot 0,3 = 0,1107$$
 МПа;  
 $p_{N_2} = x_{N_2} p = 0,631 \cdot 0,3 = 0,1863$  МПа.

Парциальные объемы равны:

$$V_{O_2} = x_{O_2}V = 0,369 \cdot 7,05 = 2,60145 \text{ m}^3;$$
  
 $V_{N_2} = x_{N_2}V = 0,631 \cdot 7,05 = 4,44855 \text{ m}^3.$ 

#### Пример 4.5

Воздух, если считать, что он является смесью только азота и кислорода, имеет следующий объемный состав:  $x_{N_2} = 79\%$ ,  $x_{O_2} = 21\%$ .

Определить массовые доли азота и кислорода в воздухе. Найти газовую постоянную воздуха.

Решение.

Воспользуемся формулой (4.5), из которой следует:

$$w_i = \frac{x_i M_i}{\sum x_i M_i} \,.$$

Отсюда

$$w_{N_2} = \frac{x_{N_2}M_{N_2}}{x_{N_2}M_{N_2} + x_{O_2}M_{O_2}} = \frac{0,79 \cdot 28}{0,79 \cdot 28 + 0,21 \cdot 32} = 0,767;$$
  
$$w_{O_2} = \frac{x_{O_2}M_{O_2}}{x_{N_2}M_{N_2} + x_{O_2}M_{O_2}} = \frac{0,21 \cdot 32}{0,79 \cdot 28 + 0,21 \cdot 32} = 0,233.$$

Газовая постоянная воздуха равна:

 $R = R_0 / M = 8,314 \cdot 10^3 / (0,79 \cdot 28 + 0,21 \cdot 32) = 288,3$  Дж/(кг·К).

## Пример 4.6

Имеются два сосуда, соединенные между собой трубкой, на которой установлен кран, разобщающий их. В первом сосуде ( $V_1 = 2 \text{ м}^3$ ) находится воздух при  $p_1 = 1 \text{ МПа}$  и  $t_1 = 27 \, {}^{0}\text{C}$ . Второй сосуд ( $V_2 = 1 \text{ м}^3$ ) тоже содержит воздух  $p_2 = 0,2 \text{ МПа}$  и  $t_2 = 57 \, {}^{0}\text{C}$ . Кран открывают, и система приходит в равновесие. Определить давление и температуру смеси. Теплоемкость считать не зависящей от температуры.

Решение.

Давление смеси *р* является суммой парциальных давлений компонентов

$$p = p'_1 + p'_2$$
.

Найдем парциальные давления компонентов

$$p'_1 = p_1 \frac{V_1}{V_1 + V_2} = 1 \cdot \frac{2}{2+1} = 0,666$$
 MIIa;  
 $p'_2 = p_2 \frac{V_2}{V_1 + V_2} = 0,2 \cdot \frac{1}{2+1} = 0,0666$  MIIa

Тогда давление смеси равно

$$p = 0,666 + 0,0666 = 0,733$$
 MIIa

Температуру смеси найдем из уравнения состояния идеальных газов: T = pV/(mR). Масса смеси *m* определяется суммой масс компонентов. Найдем их, используя уравнение состояния:

$$m_1 = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{1 \cdot 10^6 \cdot 2}{287 \cdot (273 + 27)} = 23,21 \text{ кг};$$
$$m_2 = \frac{p_2 V_2}{RT_2} = \frac{0,2 \cdot 10^6 \cdot 1}{287 \cdot (273 + 57)} = 2,11 \text{ кг}.$$

Следовательно, масса смеси равна

$$m = m_1 + m_2 = 23,21 + 2,11 = 25,32$$
 кг.

Теперь определим температуру смеси

$$T = \frac{0,733 \cdot 10^6 \cdot 3}{25,32 \cdot 287} = 302,6 \text{ K} \text{ или } t = 29,6 \ ^{0}\text{C}.$$

### Пример 4.7

Энергетические установки, работающие по парогазовому циклу, в качестве рабочего тела используют смесь водяного пара и горячих продуктов сгорания топлива. Массовая доля продуктов сгорания  $\omega = 0,7$ . Принять, что продукты сгорания обладают свойствами воздуха.

Определить теплоемкость  $c_p$  смеси при температуре 500 и 800 <sup>°</sup>C, а также удельный объем смеси при p = 0,1 МПа и t = 500 <sup>°</sup>C.

Решение.

Теплоемкость смеси можно определить по формуле

$$c_{p_{CM}} = c_{p_{603}} \cdot \omega_{603} + c_{p_{nap}} \cdot \omega_{nap} ,$$

в этой формуле  $c_{p_{603}}$  и  $c_{p_{nap}}$  истинные изобарные теплоемкости воздуха и пара, которые находим по таблицам;  $\omega_{603}$  и  $\omega_{nap}$  – массовые доли воздуха и пара, которые даны в условии задачи.

$$c_{p_{500}} = 1,0918 \cdot 0,7 + 2,1329 \cdot 0,3 = 1,40413$$
кДж/(кг·К),  
 $c_{p_{500}} = 1,15446 \cdot 0,7 + 2,3441 \cdot 0,3 = 1,5112$  кДж/(кг·К).

Удельный объем v находим из уравнения состояния идеального газа  $p \cdot \mathbf{v} = R_{_{CM}} \cdot T \;,$ 

откуда

$$\mathbf{v} = \frac{R_{cM} \cdot T}{p} \,.$$

В этой формуле неизвестной величиной является газовая постоянная смеси  $R_{cm}$ , которую можно определить из уравнения

$$R_{cM} = \frac{R_0}{M_{cM}}.$$

Молярную массу смеси определим из уравнения

$$M_{CM} = M_{BO3} \cdot \mathbf{X}_{\mathrm{B}} + M_{nap} \cdot \mathbf{X}_{\mathrm{II}},$$

В этой формуле неизвестными являются молярные доли воздуха и пара.

Определим молярные доли воздуха и пара.

$$\begin{split} x_{e} &= \frac{\omega_{\rm B}/{\rm M}_{\rm B}}{\frac{\omega_{\rm B}}{{\rm M}_{\rm B}}} + \frac{\omega_{\rm B}}{{\rm M}_{\rm B}}} = \frac{0.7/28,98}{\frac{0.7}{28,98}} = 0,592\,,\\ x_{n} &= 1 - x_{e} = 1 - 0,592 = 0,408\,,\\ M_{\rm CM} &= 0,592\cdot28,96 + 0,408\cdot18,015 = 24,494\,\,{\rm KMOJL},\\ {\rm R}_{\rm CM} &= \frac{8314}{24,494} = 339,43\,\,{\rm K}{\rm Д}{\rm K}/({\rm Kr}{\rm \cdot}{\rm K}),\\ {\rm V}_{500} &= \frac{339,43\cdot773,15}{0,1\cdot10^{6}} = 2,62\,{\rm m}^{3}/{\rm Kr},\\ {\rm v}_{800} &= \frac{339,43\cdot1073,15}{0,1\cdot10^{6}} = 3,64\,{\rm m}^{3}/{\rm Kr}. \end{split}$$

# Пример 4.8

Смесь газов, образовавшаяся при сжигании 1 кг мазута в топке парового котла, имеет состав, определенный парциальными объемами составляющих:

$$V_{CO_2} = 1,85 \,\mathrm{m}^3; V_{O_2} = 0,77 \,\mathrm{m}^3; V_{N_2} = 12,78 \,\mathrm{m}^3.$$

Определите массовые доли и парциальные давления составляющих, если общее давление p = 0,1 МПа.

Решение.

Сначала определим объемные или молярные доли компонентов.

$$\begin{aligned} x_{CO_2} &= \frac{V_{CO_2}}{V_{cM}} = \frac{1,85}{1,85 + 0,77 + 12,78} = 0,12, \\ x_{O_2} &= \frac{V_{O_2}}{V_{cM}} = \frac{0,77}{1,85 + 0,77 + 12,78} = 0,05, \\ x_{N_2} &= \frac{V_{N_2}}{V_{cM}} = \frac{12,78}{1,85 + 0,77 + 12,78} = 0,83. \end{aligned}$$

Зная объемные (молярные) доли, можно определить массовые доли

$$\omega_{CO_2} = \frac{x_{CO_2} \cdot M_{CO_2}}{x_{CO_2} \cdot M_{CO_2} + x_{O_2} \cdot M_{O_2} + x_{N_2} \cdot M_{N_2}} =$$
  
=  $\frac{0,12 \cdot 44,011}{0,12 \cdot 44,011 + 0,05 \cdot 32 + 0,83 \cdot 28} = 0,1753$ ,

$$\omega_{O_2} = \frac{x_{O_2} \cdot M_{O_2}}{x_{CO_2} \cdot M_{CO_2} + x_{O_2} \cdot M_{O_2} + x_{N_2} \cdot M_{N_2}} =$$

$$= \frac{0,05 \cdot 32}{0,12 \cdot 44,011 + 0,05 \cdot 32 + 0,83 \cdot 28} = 0,0531,$$

$$\omega_{N_2} = \frac{x_{N_2} \cdot M_{N_2}}{x_{CO_2} \cdot M_{CO_2} + x_{O_2} \cdot M_{O_2} + x_{N_2} \cdot M_{N_2}} =$$

$$= \frac{0,83 \cdot 28}{0,12 \cdot 44,011 + 0,05 \cdot 32 + 0,83 \cdot 28} = 0,7716.$$

Проверка:

$$\omega_{CO_2} + \omega_{O_2} + \omega_{N_2} = 0,1753 + 0,0531 + 0,7716 = 1.$$

Определим парциальное давление

$$p_{CO_2} = p \cdot x_{CO_2}$$

т.е. парциальное давление компонента газовой смеси равно произведению объемной (молярной) доли на давление смеси.

$$p_{CO_2} = 0,1 M\Pi a \cdot 0,12 = 0,012 \text{ M}\Pi a,$$
  
 $p_{O_2} = 0,1 M\Pi a \cdot 0,05 = 0,005 \text{ M}\Pi a,$   
 $p_{N_2} = 0,1 M\Pi a \cdot 0,83 = 0,083 \text{ M}\Pi a.$ 

Проверка.

$$p = p_{CO_2} + p_{O_2} + p_{N_2} = 0,012 + 0,005 + 0,083 = 0,1$$
 MIIa.

# Пример 4.9

Газовая смесь состоит из углекислого газа  $CO_2$ , азота  $N_2$  и кислорода  $O_2$ , массы которых соответственно 2; 1 и 0,5 кг. Найти плотность и объем смеси при температуре 27 <sup>0</sup>С и давлении 147 кПа.

Решение.

Плотность смеси можно определить по уравнению

$$\rho_{cM} = \frac{m_{cM}}{V_{cM}}.$$

В этой формуле неизвестной величиной является объем смеси  $V_{\rm cm}$ .

$$m_{CM} = m_{CO_2} + m_{N_2} + m_{O_2} = 2 + 1 + 0,5 = 3,5$$
 кг.

Объем смеси можно определить по уравнению состояния идеальных газов

$$p \cdot V = m \cdot R \cdot T ,$$

откуда

$$V_{cM} = \frac{R_{cM} \cdot T_{cM} \cdot m_{cM}}{p}$$

Неизвестной величиной является газовая постоянная смеси  $R_{cm}$ . Ее определим из уравнения

$$R_{CM} = \frac{R_0}{M_{CM}},$$

где  $R_0$  – универсальная газовая постоянная. Молярную массу смеси  $M_{cm}$  можно определить, пользуясь уравнением

$$M_{cM} = \frac{1}{\frac{\omega_{CO_2}}{M_{CO_2}} + \frac{\omega_{N_2}}{M_{N_2}} + \frac{\omega_{O_2}}{M_{O_2}}},$$

где  $\omega_{\rm CO_2} \, \omega_{\rm N_2}$ ,  $\omega_{\rm O_2}$  – массовые доли компонентов смеси;  $M_{\rm CO_2}$ ,  $M_{\rm N_2}$ ,  $M_{\rm O_2}$  – молярные массы компонентов смеси.

Молярные массы компонентов из таблицы Менделеева равны:

$$M_{\rm CO_2}=44,01\cdot10^{-3}$$
 кг/моль;  $M_{\rm N_2}=28,01\cdot10^{-3}\,$  кг/моль;  $M_{\rm O_2}=32\cdot10^{-3}\,$  кг/моль.

Массовые доли компонентов:

$$\omega_{\rm CO_2} = \frac{m_{\rm CO_2}}{m_{\rm cM}} = \frac{2}{3.5} = 0.571;$$
  
$$\omega_{\rm N_2} = \frac{m_{\rm N_2}}{m_{\rm cM}} = \frac{1}{3.5} = 0.286;$$
  
$$\omega_{\rm O_2} = \frac{m_{\rm O_2}}{m_{\rm cM}} = \frac{0.5}{3.5} = 0.143.$$

Проверяем проведенные вычисления

$$\omega_{\rm CO_2} + \omega_{\rm N_2} + \omega_{\rm O_2} = 0,571 + 0,286 + 0,143 = 1.$$

Сумма массовых долей равна единице, значит вычисления правильные.

$$M_{cM} = \frac{1}{\frac{0,571}{44,01\cdot10^{-3}} + \frac{0,286}{28,01\cdot10^{-3}} + \frac{0,143}{32\cdot10^{-3}}} = \frac{1}{27,66} = 36\cdot10^{-3}\,\text{кг/моль};}$$

$$R_{cM} = \frac{8,3}{36\cdot10^{-3}} = 230,5\,\text{Дж/кг·K};$$

$$V_{cM} = \frac{230,5\cdot300\cdot3,5}{147\cdot10^{3}} = 1,647\,\text{m}^{3}; \ \rho_{cM} = \frac{3,5}{1,647} = 2,125\,\text{кг/m}^{3}.$$

## 4.6. Задачи

**4.1.** Горючая смесь газового двигателя состоит по объему из 8 частей воздуха и 1 части светильного газа. Найти удельную газовую постоянную и плотность смеси при давлении 0,1 МПа и температуре 15 <sup>0</sup>C, если светильный газ состоит из следующих объемных частей: 48,5 %  $H_2$ , 39,5 %  $CH_4$ , 7 % CO и 5 %  $N_2$ .

Ответ: R = 308,7 Дж/(кг·К),  $\rho = 1,12$  кг/м<sup>3</sup>.

**4.2.** Объемные доли сухих продуктов сгорания (т.е. не содержащих водяного пара) следующие:  $x_{CO_2} = 0,123$ ,  $x_{O_2} = 0,072$ ,  $x_{N_2} = 0,805$ . Найти удельную газовую постоянную, плотность и удельный объем продуктов сгорания, если их давление 0,1 МПа и температура 800 <sup>0</sup>C.

Ответ: R = 274,7 Дж/(кг·К),  $\rho = 0,34$  кг/м<sup>3</sup>, v = 2,95 м<sup>3</sup>/кг.

**4.3.** Газовая смесь задана следующими молярными долями:  $x_{N_2} = 0,03$ ;  $x_{CO} = 0,1$ ;  $x_{CO_2} = 0,03$ ;  $x_{H_2} = 0,45$ ;  $x_{CH_4} = 0,35$  и  $x_{C_2H_4} = 0,04$ . Давление смеси 90 кПа. Найти удельную газовую постоянную смеси, ее плотность при нормальных условиях и парциальное давление метана.

Ответ:  $R = 650 \text{ Дж/(кг·К)}, \rho = 0,571 \text{ кг/м}^3, p_{CH_4} = 31,5 \text{ кПа}.$ 

**4.4.** Найти массу продуктов сгорания топлива состава:  $n_{CO_2} = 789$  моль;  $n_{H_2O} = 67,4$  моль,  $n_{O_2} = 96,2$  моль,  $n_{N_2} = 787,3$  моль.

Ответ: m = 61,07 кг.

**4.5.** Продукты сгорания нефти имеют следующий молярный состав:  $n_{O_2} = 70$  моль,  $n_{N_2} = 660$  моль,  $n_{CO_2} = 70$  моль и  $n_{H_2O} = 66$  моль. Найти удельную газовую постоянную смеси и ее удельный объем при нормальных условиях.

Ответ:  $R = 288 \, \text{Дж}/(\kappa \cdot \text{K}), v = 0,776 \, \text{м}^3/\kappa \cdot$ .

## 4.7. Контрольные вопросы

1) Чем отличаются газовые смеси от химических соединений?

- 2) Что такое парциальное давление газа в смеси?
- 3) Что называется приведенным объемом газа в смеси?
- 4) Что такое массовая доля газа в смеси?

5) Что такое молярная доля газа в смеси?

# 5. ТЕПЛОЕМКОСТЬ

#### 5.1. Общие понятия и определения

Для того чтобы нагреть два различных вещества с одинаковой массой до одной и той же температуры, необходимо подвести разное количество теплоты. Таким образом, каждое тело по-своему воспринимает теплоту. Способность тела воспринимать теплоту характеризуется теплоемкостью.

*Теплоемкостью* называется количество теплоты, которое необходимо подвести к телу для повышения его температуры на 1  $^{0}$ С. Теплоемкость не является постоянной величиной, а зависит от температуры и давления. В некоторых случаях эта зависимость может быть значительной, поэтому вводят понятие *средней и истинной теплоемкости*.

*Средняя теплоемкость* определяется в интервале температур  $T_2 - T_1$ :

$$C_m = Q/(T_2 - T_1)$$

Если же представить, что к телу подведено элементарное количество теплоты dQ и его температура увеличилась на малую величину dT, то истинная теплоемкость равна

$$C = dQ/dT.$$

Удельной теплоемкостью называется количество теплоты, которое необходимо для нагревания единичного количества вещества. Количество вещества может быть измерено в килограммах, кубических метрах и молях. В зависимости от того, к какой количественной единице относится теплоемкость, различают массовую, объемную и мольную теплоемкость.

*Массовая теплоемкость* – это количество теплоты, которую необходимо подвести к единице массы тела (обычно 1 кг), чтобы нагреть его на  $1 \, {}^{0}$ C (*c*, Дж/(кг·К)).

*Объемная теплоемкость* – это количество теплоты, которую необходимо подвести к 1 м<sup>3</sup> вещества, чтобы нагреть его на 1  ${}^{0}$ C (*c*', Дж/м<sup>3</sup>·K).

*Молярная теплоемкость* – количество теплоты, которую необходимо подвести к 1 молю вещества, чтобы нагреть его на  $1 \, {}^{0}C(c_{\mu}, \text{Дж/(моль·K)}).$ 

Связь между теплоемкостями следующая:

$$c = c_{\mu} / M; \ c = c' / \rho; \ c' = \rho c_{\mu} / M.$$
 (5.1)

# 5.2. Теплоемкости изохорная и изобарная

Процесс нагревания или охлаждения может происходить при различных условиях. Рассмотрим процесс нагревания газа одного и того же количества (1 кг) в одинаковых цилиндрах с одинаковыми начальными параметрами (рис. 5.1).



Рис. 5.1. Нагревание вещества при постоянном объеме (*a*) и постоянном давлении (б)

В обоих цилиндрах газ будем нагревать до одинаковой температуры  $T_2$ . В первом цилиндре теплота будет подводиться при постоянном объеме, т.е. процесс будет изохорным. Во втором цилиндре газ будет расширяться от  $v_1$  до  $v_2$  при постоянном давлении p, т.е. процесс будет изобарным.

Так как в первом случае газ не расширяется, он не совершает работу, поэтому вся подводимая теплота тратится на повышение внутренней энергии и на повышение давления. Количество теплоты можно определить по формуле

$$q_v = c_v (T_2 - T_1).$$

Во втором цилиндре подведенная к газу теплота расходуется как на повышение температуры, так и на перемещение поршня (т.е. на совершение работы). Количество теплоты в этом случае можно определить по формуле

$$q_p = c_p (T_2 - T_1). (5.2)$$

Подогрев газа в обоих цилиндрах идет до одинаковой температуры  $T_2$ , но во втором случае теплоты необходимо затратить больше на величину работы l, совершенной для перемещения поршня. Тогда:

$$q_p - q_v = l$$
 или  $c_p(T_2 - T_1) - c_v(T_2 - T_1) = l$ .

Известно, что работа l при p = const составляет:

$$l = p(v_2 - v_1)$$
 или  $l = pv_2 - pv_1$ .  
Так как  $pv = RT$ , то  $l = R(T_2 - T_1)$ . Тогда имеем:  
 $c_p(T_2 - T_1) - c_v(T_2 - T_1) = R(T_2 - T_1),$ 

откуда

$$c_p - c_v = R \,. \tag{5.3}$$

Полученная связь между изобарной и изохорной теплоемкостями (5.3) называется уравнением Майера. Зная зависимость между теплоемкостями, можно записать:

$$c_{\mu\nu} - c_{\mu\nu} = MR = R_0.$$

Таким образом, в зависимости от того, к какой количественной единице вещества относится теплоемкость, различают следующие виды изобарной и изохорной теплоемкостей:

*с*<sub>*p*</sub>, *с*<sub>*v*</sub> – массовые изобарная и изохорная теплоемкости;

 $c'_{p}, c'_{v}$  – объемные изобарная и изохорная теплоемкости;

 $c_{\mu p}, c_{\mu v}$  – мольные изобарная и изохорная теплоемкости.

В термодинамических расчетах часто встречается величина *k*, называемая показателем адиабаты и равная отношению изобарной теплоемкости к изохорной:

$$k = c_p / c_v.$$

Значение показателя адиабаты зависит от температуры, но для газов и паров эта зависимость незначительна и ею пренебрегают, принимая k величиной постоянной. Для идеальных газов значение показателя адиабаты принимают равным: одноатомных газов – 1,67; двухатомных газов – 1,4; трех- и многоатомных газов – 1,29. Точные значения k для некоторых газов и водяных паров приводятся в таблицах в зависимости от их температур.

## 5.3. Нахождение истинных и средних теплоёмкостей

Для нахождения истинных теплоемкостей чаще всего используется табличный способ.

Средняя удельная теплоёмкость в интервале температур  $t_1$  и  $t_2$  может быть принята как среднеарифметическая между истинными теплоёмкостями  $c_1$  (при температуре  $t_1$ ) и  $c_2$  (при температуре  $t_2$ ), т.е.

$$c_m = (c_1 + c_2)/2$$

В приложении 2 приведены истинные удельные теплоёмкости воздуха и отдельных газов.

## 5.4. Теплоёмкость смесей

На практике чаще всего приходится сталкиваться не с отдельными газами, а с их смесями, что требует определения теплоемкости смеси. При нагревании газовой смеси подведенная теплота расходуется на нагревание отдельных ее компонентов, и теплоемкость смеси определяется по ее составу.

При задании смеси массовыми долями подведенную теплоту можно определить следующим образом:

$$Q = c_{CM} m (T_2 - T_1)$$

ИЛИ

$$Q = (T_2 - T_1) \sum_{i=1}^n c_i m_i$$
,

где  $c_i$ ,  $m_i$  – удельная теплоемкость и масса *i*-го компонента.

Следовательно,

$$c_{CM}m(T_2 - T_1) = (T_2 - T_1)\sum_{i=1}^n c_i m_i$$

Деля левую и правую часть последнего уравнения на  $m(T_2 - T_1)$ , получим

$$c_{CM} = \sum_{i=1}^{n} c_i m_i / m \, .$$

Но поскольку  $m_i / m = w_i -$ массовая доля *i*-го компонента, то можно записать

$$c_{CM} = \sum_{i=1}^{n} c_i w_i$$
 (5.4)

Таким образом, массовая теплоемкость смеси равна сумме произведений массовых теплоемкостей газов, входящих в смесь, на их массовые доли.

При задании смеси объемными долями, принимая во внимание  $m = \rho V$  и  $c' = c\rho$ , получим:

$$c_{CM}' = \sum_{i=1}^n c_i' x_i ,$$

т.е. объемная теплоемкость газовой смеси равна сумме произведений объемных теплоемкостей газов, входящих в состав смеси, на их объемные доли.

При задании смеси молярными долями, исходя из того, что объемные и мольные доли равны, запишем:

$$c_{\mu CM} = \sum_{i=1}^{n} c_{\mu i} x_i ,$$

т.е. молярная теплоемкость газовой смеси равна сумме произведений молярных теплоемкостей газов, входящих в состав смеси, на их молярные доли.

## 5.5. Примеры решения задач

### Пример 5.1

При постоянном давлении найти среднюю удельную массовую теплоёмкость кислорода при повышении его температуры от 600 до 2000 <sup>0</sup>C.

#### Решение.

Искомую теплоёмкость принимаем равной истинной удельной изобарной теплоёмкости при средней арифметической температуре *t<sub>m</sub>*:

$$t_m = (t_1 + t_2)/2 = (600 + 2000)/2 = 1300$$
 °C.

Находим в приложении 2 истинную удельную изобарную теплоёмкость кислорода при температуре 1300 °C:  $c_p = 1,1476 \text{ кДж/(кг·K)}$ . Это значение теплоёмкости равно средней удельной изобарной теплоёмкости  $c_{pm}$  кислорода в интервале температур 600...2000 °C.

## Пример 5.2

Найти среднюю молярную изобарную теплоёмкость углекислого газа ( $CO_2$ ) при повышении его температуры от 200 до 1000 <sup>0</sup>C.

### Решение.

Найти эту теплоёмкость можно найти из первого соотношения (5.1), из которого получаем:

$$c_{\mu pm} = c_{pm} M$$
.

Предварительно находим молярную массу M. Относительная молярная масса углекислого газа  $M_2 = 44,01$ . Следовательно, его молярная масса  $M = 44,01 \cdot 10^{-3}$  кг/моль.

Среднюю удельную изобарную теплоёмкость  $c_p$  находим из приложения 2 как истинную удельную изобарную теплоёмкость при средней температуре  $t_m$ . В данном примере эта температура равна:

$$t_m = (t_1 + t_2)/2 = (200 + 1000)/2 = 600$$
 °C.

Из приложения 2 находим, что при этой температуре искомая истинная удельная теплоёмкость  $c_p = 1,1962 \text{ кДж/(кг·K)}$ . Значит, средняя удельная изобарная теплоёмкость в данном интервале температур тоже равна  $c_{pm} = 1,1962 \text{ кДж/(кг·K)}$ .

Теперь можно найти искомую среднюю молярную изобарную теплоёмкость:

 $c_{\mu pm} = c_{pm}M = 1,1962.44,01.10^{-3} = 52,89 \text{ кДж/(моль·К)}.$ 

### Пример 5.3

Воздух, содержащийся в баллоне вместимостью 12,5 м<sup>3</sup> при температуре 20  $^{\circ}$ С и абсолютном давлении 1 МПа, подогревается до температуры 180  $^{\circ}$ С. Найти подведённую теплоту Q.

Решение.

Из определения удельной теплоемкости с учетом того, что процесс нагревания происходит при постоянном объеме, можно записать:

$$c_v = \frac{Q}{m(t_2 - t_1)},$$

откуда

$$Q = c_v m(t_2 - t_1).$$

Принимая во внимание, что при температуре  $t_1 = 20$  <sup>0</sup>C давление воздуха составляет p = 1 МПа, массу воздуха *m* найдём из уравнения состояния:

$$m = \frac{pV}{RT_1} = 1.10^6 \cdot 12,5/(287,1.293) = 148,6$$
 кг,

где R = 287,1 Дж/(кг·К) – удельная газовая постоянная воздуха, найденная по приложению 3.

Среднюю удельную изохорную теплоёмкость принимаем равной истинной теплоёмкости при средней температуре воздуха 100 °C, т.е.  $c_v = 722,6$ Дж/(кг·К).

Следовательно, искомое количество подведенной теплоты равно:  $Q = c_v m(t_2 - t_1) = 722,6.148,6.(180 - 20) = 17,2$  МДж.

#### Пример 5.4

Температура смеси, состоящей из азота массой 3 кг и кислорода массой 2 кг, в результате подвода к ней теплоты при постоянном объёме повышается от 100 до 1100 <sup>о</sup>С. Найти количество подведённой теплоты.

*Решение*. Искомое количество теплоты *Q* найдем из выражения

$$Q = mc_{v CM}(t_2 - t_1).$$

Среднюю удельную изохорную теплоёмкость смеси найдём согласно уравнению:

$$c_{v \, CM} = c_{v1} w_1 + c_{v2} w_2,$$

где *w*<sub>1</sub> и *w*<sub>2</sub> – массовые доли компонентов азота и кислорода.

По условию задачи масса смеси m = 3 + 2 = 5 кг.

Следовательно, массовая доля азота равна  $w_1 = 3/5 = 0,6$ , а кислорода  $w_2 = 2/5 = 0,4$ . Для нахождения теплоёмкостей компонентов смеси  $c_{v1}$  и  $c_{v2}$  воспользуемся приложением 2. Примем, что они равны истинной удельной изохорной теплоёмкости при средней арифметической темпера-

туре  $t_m = (t_1 + t_2)/2 = (100 + 1100)/2 = 600$  °C. При этой температуре для азота  $c_{v1} = 843$  Дж/(кг·К), а для кислорода  $c_{v2} = 809$ Дж/(кг·К).

Найдем теплоёмкость смеси:

 $c_{VCM} = c_{V1}w_1 + c_{V2}w_2 = 0,6.843 + 0,4.0,809 = 829$ Дж/(кг·К).

Подведённая к смеси теплота равна:

 $Q = mc_{v CM}(t_2 - t_1) = 5.829 \cdot (1100 - 100) = 4,1$  МДж.

## Пример 5.5

Состав продуктов сгорания бензина в цилиндре двигателя внутреннего сгорания в молях следующий: углекислого газа  $CO_2 - 71,25$ , кислорода  $O_2 - 21,5$ , азота  $N_2 - 488,3$ ; паров воды  $H_2O - 72,5$ . Температура газов 800 °C. Определить долю тепловых потерь с уходящими газами, если теплота сгорания бензина 43950 кДж/кг.

Решение.

Найдём сначала теплоту  $Q_1$  уходящих газов. Предположим, что сгорание происходит при постоянном давлении, поэтому можно записать:

$$Q_1 = n c_{\mu pm cM} (t_2 - t_1) = (t_2 - t_1) \sum_{i=1}^4 n_i c_{\mu pm i},$$

где  $c_{\mu pm cm}, c_{\mu pm i}$  – средние молярные изобарные теплоёмкости соответственно всей смеси и её компонентов;  $n, n_i$  – количество вещества соответственно всей смеси и её компонентов.

При среднеарифметической температуре процесс  $t_m = (t_1 + t_2)/2 = (0+800)/2 = 400$  <sup>0</sup>C средние удельные теплоёмкости компонентов, а также их молярные массы следующие (из приложения 2): для углекислого газа  $c_{pm1} = 1,11$  кДж/(кг·К),  $M_1 = 44 \cdot 10^{-3}$  кг/моль; для кислорода  $c_{pm2} = 1,02$  кДж/(кг·К),  $M_2 = 32 \cdot 10^{-3}$  кг/моль; для азота  $c_{pm3} = 1,09$  кДж/(кг·К),  $M_3 = 28 \cdot 10^{-3}$  кг/моль; паров воды  $c_{pm4} = 2,08$  кДж/(кг·К),  $M_4 = 18 \cdot 10^{-3}$  кг/моль.

По найденным значениям удельных теплоёмкостей и молярных масс вычислим значения молярных теплоёмкостей компонентов смеси:

- углекислого газа

$$c_{\mu pm1} = c_{pm1} M_1 = 1,11.44.10^{-3} = 48,84$$
Дж/(моль·К),

- кислорода

$$c_{\mu\nu m 2} = c_{\rho m 2} M_2 = 1,02.32.10^{-3} = 32,64 \, \text{Дж/(моль·K)},$$

- азота

$$c_{\mu pm 3} = c_{pm 3} M_3 = 1,09 \cdot 28 \cdot 10^{-3} = 30,52 \, \text{Дж/(моль·К)},$$

- паров воды

 $c_{\mu pm 4} = c_{pm 4} M_4 = 2,06 \cdot 18 \cdot 10^{-3} = 37,08$ Дж/(моль·К).

Найдем количество теплоты, уносимой смесью (выхлопными газами):

$$Q_1 = (t_2 - t_1) \sum_{i=1}^{4} n_i c_{\mu pm i} = 800 \cdot (71,25 \cdot 48,84 + 21,5 \cdot 32,64 + 488,3 \cdot 30,52 + 72,5 \cdot 37,08) = 17,418 кДж.$$

Обозначив теплоту сгорания бензина через Q, получим, что потеря теплоты с выхлопными газами составляет:

$$\frac{Q_1}{Q} \cdot 100 \% = (17418/43950) \cdot 100 \% = 39,6 \%.$$

## Пример 5.6

В регенеративном подогревателе газовой турбины воздух нагревается при постоянном давлении от  $t_1 = 130$  °C до  $t_2 = 500$  °C.

Определить количество теплоты, сообщенной воздуху в единицу времени, если расход его составляет 250 кг/ч.

Решение.

Количество теплоты, сообщенной воздуху в единицу времени, определим по формуле

$$Q = \overline{c}_p \dot{m} (t_2 - t_1),$$

где  $\dot{m}$  – расход воздуха, кг/с;  $\bar{c}_p$  – средняя изобарная теплоемкость в интервале температур 130...500 <sup>0</sup>C.

Тогда

$$Q = 1044, 6 \cdot \frac{250}{3600} \cdot (500 - 130) = 27,26 \text{ kBt.}$$

## Пример 5.7

Воздух выходит из компрессора при  $p_1 = 0,7$  МПа и  $t_1 = 160$  °C и поступает в холодильник. На выходе из холодильника температура воздуха равна 25 °C. Определить количество теплоты, отданной охлаждающей воде в течение часа, если производительность компрессора  $\dot{V} = 6 \text{ м}^3/\text{ч}.$ 

Решение.

Количество отведенной теплоты равно

$$Q = \overline{c}_p \dot{m} (t_2 - t_1).$$

В этом уравнении неизвестными являются массовый расход воды  $\dot{m}$  и средняя изобарная теплоемкость  $\bar{c}_p$ . Массовый расход определим из уравнения состояния, а среднюю изобарную теплоемкость найдем по

средней температуре  $t_{cp} = (t_1 + t_2)/2 = (25 + 160)/2 = 92,5$  °C. Тогда  $\bar{c}_p = 1009,8$  Дж/(кг·К), а массовый расход

$$\dot{m} = \frac{p_1 \dot{V}}{RT_1} = \frac{0.7 \cdot 10^6 \cdot 6}{287(273 + 160)3600} = 0.563 \text{ kg/c}.$$

Следовательно,

 $Q = 1009, 8 \cdot 0,563(160 - 25) = 76,76$  кВт = 276,3 МДж/ч.

## Пример 5.8

Энергетические установки, работающие по парогазовому циклу, в качестве рабочего тела используют смесь водяного пара и горячих продуктов сгорания топлива. Массовая доля продуктов сгорания топлива  $w_6 = 0,7$ . Принять, что продукты сгорания обладают свойствами топлива.

Определить теплоемкость смеси при температурах 500 и 800  $^{\circ}$ C, а также удельный объем смеси при p = 0,1 МПа и  $t = 500 \,^{\circ}$ C.

Решение.

Теплоемкость смеси определим по формуле (5.4):

$$c_{pcM} = c_{p\theta} w_{\theta} + c_{pn} w_n,$$

где  $c_{p_{6}}$  и  $c_{p_{n}}$  – истинные изобарные теплоемкости воздуха и пара, определяемые в приложении 2,  $w_{6}$  и  $w_{n}$  – массовые доли воздуха и пара.

Тогда теплоемкость смеси при температурах 500 и 800 <sup>о</sup>С равна:

 $c_{p500} = 1,0918 \cdot 0,7 + 2,1329 \cdot 0,3 = 1,40413$ кДж/(кг·К);

$$c_{n800} = 1,15446 \cdot 0,7 + 2,3441 \cdot 0,3 = 1,5112$$
кДж/(кг·К)

Удельный объем смеси найдем из уравнения состояния идеального газа: v = RT / p.

В этой формуле неизвестной является газовая постоянная газовой смеси R, которую определим из выражения  $R = R_0 / M$ . Молярную массу смеси найдем по формуле  $M = x_6 M_6 + x_n M_n$ . Молярные доли компонентов смеси найдем согласно формуле (4.5):

$$x_{\theta} = \frac{w_{\theta} / M_{\theta}}{\frac{w_{\theta}}{M_{\theta}} + \frac{w_{n}}{M_{n}}} = \frac{0.7 / 28,96}{\frac{0.7}{28,96} + \frac{0.3}{18,05}} = 0,592;$$
  
$$x_{n} = 1 - x_{\theta} = 1 - 0,592 = 0,408.$$

Тогда

$$M = 0,592 \cdot 28,96 + 0,408 \cdot 18,015 = 24,494$$
кмоль  

$$R = 8314/24,4945 = 339,43$$
Дж/(кг·К);  

$$v = \frac{339,43 \cdot (500 + 273)}{0,1 \cdot 10^6} = 2,62$$
м<sup>3</sup>/кг.

### Пример 5.9

Средний состав дымовых газов, омывающих поверхности нагрева котельного агрегата, задан объемными долями:  $x_{CO_2} = 0,11; x_{O_2} = 0,07; x_{N_2} = 0,82.$ 

Определите, сколько теплоты отдает каждый килограмм газов при протекании в газоходах, если на входе в него они имеют температуру  $t_1 = 1100$  °C, а на выходе  $t_2=18$  °C. Считать, что абсолютное давление газов в процессе теплообмена не меняется и что потери тепла в окружающую среду отсутствуют.

Решение.

Отданную теплоту газами найдем по уравнению

$$Q = \overline{c}_{cmecu}(t_2 - t_1), \, \kappa Дж/кг.$$

В этой формуле неизвестной величиной является теплоемкость смеси  $\overline{c}_{c_{MECH}}$ , которую можно определить по уравнению

$$\overline{c}_{\scriptscriptstyle CMECU} = \overline{c}_{\scriptscriptstyle CO_2} \cdot \omega_{\scriptscriptstyle CO_2} + \overline{c}_{\scriptscriptstyle O_2} \cdot \omega_{\scriptscriptstyle O_2} + \overline{c}_{\scriptscriptstyle N_2} \cdot \omega_{\scriptscriptstyle N_2}.$$

Теплоемкости компонентов смеси находим при средней температуре процесса

$$t_{cp} = \frac{1100 + 180}{2} = 640 \ ^{0}\text{C}$$

 $\overline{c}_{pCO_2} = 1,21$ кДж/кг·К;  $\overline{c}_{pO_2} = 1,077$ кДж/кг·К;  $\overline{c}_{pN_2} = 1,1512$ кДж/кг·К.

Массовые доли компонентов связаны с объемными долями соотношением

$$\omega_i = x_i M_i / M$$

где *M<sub>i</sub>* и *M* – молярные массы компонента и смеси.

Молярная масса смеси равна

$$\begin{split} M &= M_{CO_2} \cdot x_{CO_2} + M_{O_2} \cdot x_{O_2} + M_{N_2} \cdot x_{N_2}, \\ M &= 44 \cdot 0,11 + 0,07 \cdot 32 + 0,82 \cdot 28 = 4,84 + 2,24 + 22,96 = 30,04 \text{ моль}, \\ & \omega_{CO_2} = 0,11 \frac{44}{30,04} = 0,161, \\ & \omega_{O_2} = 0,07 \frac{32}{30,04} = 0,07456, \\ & \omega_{CO_2} = 0,82 \frac{28}{30,04} = 0,7643, \\ & \overline{c}_{c_{CMECU}} = 1,21 \cdot 0,161 + 1,077 \cdot 0,0746 + 1,1512 \cdot 0,82 = 1,218 \text{ KДж/(KG·K)}, \\ & Q = 1,218 \cdot (1100 - 180) = 1120,56 \text{ KДж/KG}. \end{split}$$

### Пример 5.10

Какой мощности должен быть электрический нагреватель, установленный в трубе диаметром 300 мм, чтобы проходящий через нее воздух нагрелся на 35  $^{0}$ С. Скорость воздуха на выходе 30 м/с, а его температура на входе 20  $^{0}$ С. Давление считать атмосферным при нормальных физических условиях.



Мощность нагревателя  $N_{\mathfrak{P}}$  будет равна тепловой мощности для нагрева массы проходящего воздуха.

$$N_{\mathfrak{g}} = m_{\tau} \cdot \overline{c}_{p} \cdot \Delta t$$

где  $m_{\tau}$  – массовый расход воздуха, кг/с;  $\bar{c}_p$  – средняя удельная изобарная теплоемкость воздуха, кДж/кг·К;  $\Delta t$  – разность температур нагреваемого и холодного воздуха.

Массовый расход *m*<sub>т</sub> можно найти из уравнения состояния

$$p_{\scriptscriptstyle \theta} \cdot \mathbf{V}_{\tau} = m_{\tau} \cdot R_{\scriptscriptstyle \theta} \cdot T_1,$$

здесь неизвестной величиной является давление воздуха при t = 10 <sup>0</sup>C.

Давление определим из уравнения состояния идеальных газов

$$p_{e} \cdot v_{e} = R_{e} \cdot T_{1};$$
  
 $p_{e} = \frac{R_{e} \cdot T_{1}}{v_{e}} = \frac{287,1 \cdot 293}{0,781} = 0,104 \,\mathrm{M}\Pi \mathrm{a}$ 

(здесь 0,781 м<sup>3</sup>/кг – удельный объем воздуха при t = 10  $^{0}$ C – табличная величина).

Зная давление, определим массовый расход воздуха

$$\mathbf{m}_{\tau} = \frac{p_{e} \cdot \mathbf{V}_{\tau}}{R_{e} \cdot T_{1}} = \frac{p_{e} \cdot \frac{\pi \cdot d^{2}}{4} \cdot v}{R_{e} \cdot T_{1}} = \frac{0,104 \cdot \frac{\pi \cdot 0,6^{2}}{4} \cdot 30}{287,1 \cdot 293} = 2,623 \,\mathrm{kg/c}.$$

Мощность электронагревателя будет равна

 $N_{2} = 1,003 \cdot 2,623 \cdot 35 = 92,08$ кВт.

## 5.6. Задачи

**5.1.** Найти средние удельные изохорную и изобарную теплоёмкости кислорода в интервале температур 1800...1200 <sup>0</sup>C.

Ответ:  $c_{vm} = 0.9 \text{ кДж/(кг·K)}, c_{pm} = 1.16 \text{ кДж/(кг·K)}.$ 

**5.2.** Найти среднюю молярную изохорную теплоёмкость кислорода при нагревании его от 0 до 1000 <sup>0</sup>С.

Ответ: 25,3 кДж/(моль·К).

**5.3.** В помещении размером  $6 \times 5 \times 3$  м температура воздуха 27 <sup>0</sup>С при давлении 101 кПа. Найти количество теплоты, которую нужно отвести от этого воздуха, чтобы понизить его температуру до 17 <sup>0</sup>С при том же давлении. Средняя удельная изобарная теплоёмкость воздуха 1,004 кДж/(кг·К). Массу воздуха в помещении условно принять постоянной.

Ответ: 1,06 МДж.

**5.4.** От азота, заключённого в баллоне, отводится 1700 кДж теплоты. При этом температура его понижается от 800 до 200  $^{0}$ С. Найти массу азота, заключённого в баллоне.

Ответ: 34,6 кг.

**5.5.** В трубчатом воздухоподогревателе воздух нагревается при постоянном давлении от 10 до 90  $^{0}$ С. Найти массовый расход воздуха, проходящего через воздухоподогреватель, если ему сообщается 210 МДж/ч теплоты.

Ответ: 2610 кг/ч.

**5.6.** Газовая смесь состоит из 2 кг углекислого газа, 1 кг азота и 0,5 кг кислорода. Найти среднюю молярную изобарную теплоёмкость смеси в интервале температур 200...800 <sup>0</sup>C.

Ответ: 42,86 Дж/(моль·К).

5.7. Найти средние изобарную и изохорную молярные теплоёмкости продуктов сгорания топлива при охлаждении их от 1100 до 300  $^{0}$ C. Молярные доли компонентов этих продуктов сгорания следующие:  $x_{CO_2} = 0,09$ ;

$$x_{O_2} = 0,083; x_{N_2} = 0,758, x_{H_2O} = 0,069.$$

Ответ:  $c_{\mu pm cm} = 32,3 \, \text{Дж/(моль·K)}, c_{\mu vm cm} = 27,0 \, \text{Дж/(моль·K)}.$ 

**5.8.** Состав отработавших газов двигателя внутреннего сгорания в молях следующий:  $n_{CO_2}$  =74,8;  $n_{H_2O}$  = 68;  $n_{O_2}$  = 119;  $n_{N_2}$  = 853. Найти количество теплоты, выделенной этими газами при понижении их температуры от 380 до 20 <sup>0</sup>С при постоянном давлении.

Ответ: 13,84 МДж.

# 5.7. Контрольные вопросы

1) От каких параметров зависит значение теплоёмкости паров и идеальных газов?

2) Как определить молярную теплоёмкость газа по удельной теплоёмкости?

3) Какая формула устанавливает зависимость между удельной и молярной теплоёмкостями?

4) Как определить теплоёмкость с помощью графиков и таблиц?

5) Во сколько раз молярная теплоёмкость углекислого газа больше его удельной теплоёмкости?

# 6. ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

## 6.1. Уравнение первого начала термодинамики

Любое физическое тело, в частности рабочее тело – газ и пар, обладает *внутренней* энергией.

Количество её не является постоянным. При взаимодействии с другими телами, например, с внешней средой, внутренняя энергия рабочего тела может уменьшаться или увеличиваться.

Это взаимодействие проявляется в двух формах: в форме *теплоты* путём теплообмена и в форме механической работы. В случае теплообмена теплота может подводиться из внешней среды к рабочему телу или отводится от него во внешнюю среду. В первом случае внутренняя энергия рабочего тела увеличивается, во втором – уменьшается. При механической работе рабочее тело может *расширяться*, т.е. производить работу за счёт своей внутренней энергии, которая при этом будет уменьшаться или рабочее тело будет *сжиматься*, для чего потребуется совершение работы сжатия внешних сил. При этом внутренняя энергия рабочего тела увеличится. Работа расширения и сжатия называется *работой изменения объёма*.

Во всех случаях общее количество внутренней энергии всех тел, участвующих во взаимодействии, если они образуют изолированную систему, остаётся постоянным, что следует из всеобщего закона сохранения и превращении энергии, согласно которому она при всех превращениях *не исчезает* и *не создаётся*, а лишь переходит из одного вида в другой.

Первым, кто пришёл к выводу о сохранении и превращении энергии, был М.В. Ломоносов.

Математически этот всеобщий закон выражается уравнением *перво-* го начала термодинамики.

$$Q = (U_2 - U_1) + L, (6.1)$$

где Q – теплота, подводимая или отводимая в процессе 1 - 2;  $U_1$  и  $U_2$  – внутренняя энергия в начале и в конце процесса; L – работа изменения объёма.

Из этого уравнения видно, что вся подведённая к рабочему телу теплота расходуется на изменение внутренней энергии и на совершение работы изменения объёма.

Для рабочего тела массой 1 кг уравнение первого начала термодинамики принимает вид

$$q = (u_2 - u_1) + l \,. \tag{6.2}$$

Для определения знака каждой из этих величин руководствуются следующими правилами:

- внешняя теплота *Q* является *положительной*, если она подводится к рабочему телу, и *отрицательной*, если отводится от него;

- работа изменения объёма *L* будет *положительной*, если она совершается рабочим телом (т.е. когда рабочее тело расширяется);

- изменение внутренней энергии является положительной величиной, если эта энергия увеличивается. В этом случае в конце процесса 1-2 конечное значение внутренней энергии должно быть больше начального, т.е.  $U_2 > U_1$ , а поэтому разность  $U_2 - U_1 > 0$ . Если же в процессе 1-2 внутренняя энергия уменьшается, значит  $U_2 < U_1$  и, следовательно,  $U_2 - U_1 < 0$ .

Из уравнения первого начала термодинамики следует также, что невозможно создать *вечный* двигатель первого рода, т.е. двигатель, который производил бы работу без затраты энергии.

# 6.2. Внутренняя энергия. Закон Джоуля

Внутренняя энергия является суммой внутренней кинетической и внутренней потенциальной энергий.

Первая из них определяется хаотическим движением частиц тела. С увеличением скорости этого движения возрастает и внутренняя кинетическая энергия. Но так как температура тела определяется скоростью движения его частиц (молекул), то увеличение или уменьшение температуры тела в процессе означает увеличение или уменьшение его внутренней кинетической энергии.

Внутренняя *потенциальная* энергия определяется силами взаимодействия между частицами вещества.

Обозначим изменение удельных внутренних кинетической и потенциальной энергий рабочего тела массой в 1 кг соответственно через  $\Delta u_{\kappa}$  и  $\Delta u_{p}$ . Тогда изменение внутренней энергии  $\Delta u$  в термодинамическом процессе может быть выражено уравнением

$$\Delta u = \Delta u_{\kappa} + \Delta u_{p}.$$

В 1843 г. английский физик Джоуль сформулировал на основании проведённых им экспериментов весьма важный закон идеальных газов: *внутренняя энергия идеального газа зависит от его температуры*. Объясняется это тем, что в идеальных газах силы взаимодействия между молекулами отсутствуют, вследствие чего внутренняя потенциальная энергия их равна нулю и внутренняя энергия газа состоит только из кинетической энергии, которая и определяет температуру идеального газа. Но поскольку *температура* идеального газа определяется внутренней *кинетической* энергией, а температура тела является *параметром* состояния, то и внутренняя энергия является *параметром состояния*. Следовательно, *изменение* внутренней энергии *не зависит* от вида процесса изменения состояния тела, а зависит только от *начального и конечного* состояний, определяемых по его параметрам.

Для вывода расчётного уравнения, по которому можно подсчитать изменение удельной внутренней энергии любого тела, рассмотрим процесс *подвода* тепла к рабочему телу массой *1кг*, заключённому в сосуд постоянного объёма. Этот пример показателен тем, что здесь удельный объём тела не изменяется, поэтому не совершается работа изменения объёма, и вся подведённая *теплота* целиком расходуется только на увеличение его *внутренней* энергии.

Пусть в результате подвода теплоты рабочее тело переходит из состояния 1 в состояние 2, тогда подводимая теплота

$$q = u_2 - u_1$$

ИЛИ

$$q = c_{\mathcal{V}}(T_2 - T_1) \,.$$

Сопоставляя эти уравнения, получаем

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1) \tag{6.3}$$

или в общем случае для тела с произвольной массой *m* 

$$U_2 - U_1 = m c_v (T_2 - T_1). \tag{6.4}$$

Уравнения (6.3) и (6.4) отражают закон Джоуля. Заметим, что удельная внутренняя энергия измеряется в джоулях на килограмм (Дж/кг).

## 6.3. Работа изменения объёма на *р v* -диаграмме

Посмотрим, как по pv-диаграмме определяется работа изменения объёма. Допустим, что рабочее тело произвольной массой m с давлением p заключено в цилиндре с поршнем. Если под действием каких-либо сил тело расширяется и поршень передвигается на бесконечно малое расстояние dh, преодолевая внешние силы, то рабочим телом будет совершаться бесконечно малая работа dL. Элементарная работа, совершенная рабочим телом, будет равна:

$$dL = pA dh$$

где *р* – давление, действующее на поршень; *А* – площадь поршня.

Поскольку произведение A dh равно элементарному изменению объема газа dV, то можно записать

$$dL = p \, dV$$
.

Деля левую и правую часть последнего выражения на массу газа *m*, найдем элементарную удельную работу, совершенную 1 кг газа

$$dl = p \, dv. \tag{6.5}$$

На pv-диаграмме (рис. 6.1) эта работа изображена узкой заштрихованной площадкой. Интегрируя выражение (6.5) в пределах от  $v_1$  до  $v_2$ , получим выражение для определения удельной работы всего процесса 1-2:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv$$

Из этого уравнения видно, что условием совершения удельной работы является изменение удельного объёма рабочего тела. Нетрудно убедиться в том, что изменение давления и температуры рабочего тела может происходить без совершения такой работы (пример с баллоном, который нагревается).

Интеграл в уравнении изображает



Рис. 6.1. Работа изменения объема на *рv*-диаграмме

площадь диаграммы 1234, поэтому можно сделать вывод, что *площадь* на *pv*-диаграмме, заключённая между линией процесса, осью абсцисс и крайними ординатами этой линии, изображает удельную *работу изменения объёма* газа всего процесса. Работа изменения объёма зависит от вида процесса, который может идти по линии *a*, *b* или *c*, следовательно, она является *функцией процесса*.

# 6.4. Теплота. Функция состояния и процесса

Теплота есть одна из форм передачи энергии от одного тела к другому. В 1842 г. немецкий ученый Р. Майер открыл закон эквивалентности между теплотой и работой, который является частным случаем первого начала термодинамики: взаимное превращение теплоты и работы совершается в строго эквивалентном соотношении: Q = L.

Обе эти величины должны быть выражены в одинаковых единицах измерения.

Вернёмся к уравнению первого начала термодинамики (6.1).

В этом уравнении теплота Q является алгебраической суммой двух величин  $U_2 - U_1$  и L, причём одна из них (L) является функцией процесса, а это значит, что теплота может быть только *функцией процесса*.

Таким образом, несмотря на то, что три величины, входящие в уравнение первого начала термодинамики, имеют *одинаковые* единицы измерения, тем не менее, по своим свойствам эти величины глубоко *различны*. Теплота и работа *зависят* от промежуточных состояний рабочего тела в процессе, поэтому должны определяться по формулам, в которых *учитывается* характер рассматриваемого процесса.

Функции состояния *не зависят* от промежуточных состояний рабочего тела, поэтому могут подсчитываться по *одной общей* для них *формуле*.

## 6.5. Работа изменения давления. Энтальпия

Кроме понятия работы изменения объема в термодинамических расчетах широко используют понятие работы изменения давления.

Работой изменения *давления* называется работа перемещения жидкостей, газов и паров из области одного давления  $p_1$  в область другого давления  $p_2$ . Ее величину определяют либо по формулам

$$W = V(p_1 - p_2), (6.6)$$

$$w = v(p_1 - p_2), (6.7)$$

либо графически, пользуясь *pv*-диаграммой. В уравнениях (6.6) и (6.7) *W* – работа изменения давления; *w* – удельная работа изменения давления; *V* – средний объем, *v* – средний удельный объем.

Графически удельная работа изменения давления на *pv*-диаграмме определяется площадью 1234 (рис. 6.2), ограниченной осью ординат и двумя абсциссами, проведенными из крайних точек линии процесса.



Рис. 6.2. Работа изменения давления на *pv*-диаграмме





В результате замены этой площади равновеликой ей площадью прямоугольника 3456 высотой, равной разности  $p_1 - p_2$ , и основанием, равным среднему удельному объему газа *v* в процессе, устанавливаем, что пл. 1234 = пл. 3456=  $v(p_1 - p_2) = w$ .

Работа изменения давления положительная, если  $p_1 > p_2$ , и отрицательная, если  $p_1 < p_2$ .

Найдем связь между удельными работами изменения объема *l* и изменения давления *w*. Пусть на *pv*-диаграмме линия 1-2 изображает процесс произвольного состояния рабочего тела (рис. 6.3). В этом случае пл. 1234 (заштрихованная вертикальными линиями) графически изображает удельную работу изменения объема *l*, а пл. 1256 (заштрихованная горизонтальными линиями) – удельную работу изменения давления *w*.

Из рис. 6.3 видно что

ИЛИ

$$l + p_1 v_1 - p_2 v_2 = w,$$

откуда

$$l = w - p_1 v_1 + p_2 v_2 \,. \tag{6.8}$$

После подстановки удельной работы изменения объема, определенной по формуле (6.8), в уравнение первого начала термодинамики (6.2) имеем:

$$q = u_2 - u_1 + w - p_1 v_1 + p_2 v_2.$$

Сгруппируем слагаемые последнего выражения следующим образом:

$$q = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + w.$$
(6.9)

Введем обозначение:

i = u + pv.

Величина *i* называется удельной энтальпией, и поскольку ее определяют три параметра состояния, то и сама она является параметром состояния.

Подставив значение *i* в формулу (6.9), получим еще один вид уравнения первого начала термодинамики

$$q = i_2 - i_1 + w. (6.10)$$

Значения удельной энтальпии определяют по специальным таблицам и диаграммам.

## 6.6. Примеры решения задач

## Пример 6.1

При испытании двигателей для определения мощности необходимо производить их торможение (рис. 6.4). При этом работа, произведенная двигателем, расходуется на преодоление сил трения и превращается в теплоту, часть которой (около 20 %) рассеивается в окружающей среде, а остальная часть отводится водой, охлаждающей тормоз.

Сколько воды необходимо подвести к тормозу за 1 ч, если крутящий момент на валу  $M_{\kappa p} = 2000$  Дж, частота вращения ротора n = 1500 мин<sup>-1</sup>, а допустимое повышение температуры  $\Delta t = 35$  К. Теплоемкость воды  $c_p$  принять равной 4,1868 кДж/(кг·К).

Решение.



Мощность двигателя целиком переходит в теплоту трения, выделяемую в единицу времени, причем 80 % этой теплоты поглощается водой. Следовательно, энергетический баланс составляет:

$$0,8N = \dot{m}_{\theta} c_{p} \Delta t$$
,

Рис. 6.4. К примеру 6.1

где  $\dot{m}_{\theta}$  — массовый расход воды, кг/с; N — мощность двигателя, Вт, равная  $N = \pi n M_{\kappa p} / 30$ .

Тогда расход воды равен:

$$\dot{m}_{g} = \frac{0.8 \pi n M_{\kappa p}}{30 c_{p} \Delta t} = \frac{0.8 \cdot 3.14 \cdot 1500 \cdot 2000}{30 \cdot 4.1868 \cdot 10^{3} \cdot 35} = 1.714 \text{ Kr/c} = 6.17 \text{ r/y}.$$

## Пример 6.2

Сколько килограммов свинца можно нагреть от температуры 15  $^{0}$ С до температуры плавления  $t_{n\pi} = 327 \, ^{0}$ С посредством удара молота массой 200 кг при падении его с высоты 2 м?

Предполагается, что вся энергия падения молота превращается в теплоту, которая целиком поглощается свинцом.

Теплоемкость свинца  $c_p = 125,6 \, \text{Дж/(кг·K)}.$ 

Решение.

Находящийся на высоте молот обладает запасом потенциальной энергии, которая при падении молота переходит в кинетическую энергию и при ударе переходит в тепло. На этом основании можно записать:

$$Q = mgh$$
,

где *Q* – теплота, Дж; *h* – высота падения, м; *m* – масса молота, кг.

Теплота, которую получает свинец, равна

$$Q = m_c c_p \Delta t$$
,

где  $\Delta t$  – разность температур, <sup>0</sup>С;  $m_c$  – масса свинца, кг.

Отсюда

$$m_c = \frac{Q}{c_p(t_{n\pi} - t_1)} = \frac{mgh}{c_p(t_{n\pi} - t_1)} = \frac{200 \cdot 9.8 \cdot 2}{125.6(327 - 15)} = 0.1 \text{ кг.}$$

#### Пример 6.3

Какова должна быть скорость свинцовой пули, чтобы при ударе о свинцовую плиту она полностью расплавилась?

Предполагается, что в момент удара температура пули равна 27 °C. Температура плавления свинца  $t_{n\pi} = 327$  °C, теплота плавления свинца  $r_{n\pi} = 20,934$  кДж/(кг·К), а теплоемкость  $c_p = 125,6$  Дж/(кг·К).

#### Решение.

Летящая пуля обладает кинетической энергией, которая при ударе о плиту переходит в тепловую энергию. Поэтому можно записать

$$Q = mv^2/2$$
.

Теплота, необходимая для расплавления пули, будет складываться из теплоты, необходимой для нагревания до температуры плавления, и теплоты плавления  $r_{nn}$ 

$$Q = mc_p \Delta t + r_{n\pi} m$$
.

Приравняем эти теплоты

$$mv^2/2 = mc_n\Delta t + r_{n\pi}m$$
,

отсюда получим, что скорость пули равна

 $v = \sqrt{2c_p\Delta t + 2r_{n\pi}} = \sqrt{2 \cdot 125,6 (327 - 27) + 2 \cdot 20934} = 342,4$  m/c.

# 6.7. Контрольные вопросы

1) Как формулируется и математически записывается закон эквивалентности между теплотой и работой?

2) Как формулируется и математически выражается первое начало термодинамики?

3) По какому из параметров состояния можно судить, осталась ли внутренняя энергия идеального газа в данном процессе постоянной или изменилась?

4) Что такое вечный двигатель первого рода?

5) Почему работа изменения объема, как и работа изменения давления, не может считаться параметром состояния?

6) Почему в идеальных газах внутренняя потенциальная энергия принимается равной нулю?

# 7. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГАЗОВ

# 7.1. Обратимые процессы и их свойства

Изменение состояния рабочего тела, при котором параметры состояния (все или некоторые) изменяются, а масса рабочего тела, совершающего процесс, остается неизменной, называется термодинамическим процессом.

В теплотехнике наибольший интерес представляют процессы, которые протекают в тепловых машинах. Однако термодинамическое исследование таких процессов затруднено из-за ряда явлений, сопровождающих их протекание (образование вихрей в рабочем теле, вызываемое большими скоростями, тепловое излучение в атмосферу, трение и др.). Поэтому в термодинамике рассматриваются упрощенные, идеализированные процессы, которые могут быть теоретически исследованы.

Характерной чертой таких упрощенных процессов является их обратимость. *Обратимыми* называются процессы, после совершения которых в прямом и обратном направлениях, вся система тел, принимавших участие в процессе, возвращается в свое первоначальное состояние.

В обратимом термодинамическом процессе линии прямого и обратного процессов сливаются. При этом работа в прямом и обратном направлениях определяется одной и той же площадью, т.е. она будет одинаковой по абсолютному значению, отличаясь только знаком. Равенство абсолютных значений работ означает и равенство абсолютных значений количества подводимой и отводимой теплоты.

Все обратимые процессы – *равновесны*. Выясним, что же понимают под равновесным процессом. Допустим, что в цилиндре сжимается рабочее тело и одновременно подводится теплота. В реальных условиях повышение температуры происходит не одновременно по всей массе рабочего тела, а постепенно от нагревающей поверхности внутрь. Кроме того, слои, расположенные у поршня, сжаты больше, и выравнивание давления про-исходит постепенно от поршня к крышке цилиндра.

Таким образом, в реальных тепловых машинах температура и давление не одинаковы по всей массе рабочего тела. Такое состояние называется *неравновесным*, а процессы, в которых рабочее тело проходит через неравновесные состояния, *– неравновесными*.

Но если в пространстве, занимаемом телом, температура и давление не одинаковы, то невозможно изобразить такое состояние точкой, а процесс линией. Поэтому для исследования неравновесных процессов нельзя использовать способ графического изображения и применять уравнения состояния. Чтобы упростить расчеты и исследование, в термодинамику введено понятие обратимых и равновесных процессов, которые позволяют получить результаты с достаточной для практики степенью точности.

## 7.2. Основные термодинамические процессы

В термодинамике рассматриваются пять основных процессов идеальных газов:

- изохорный, происходящий при постоянном объеме газа (v=const);

- изобарный, происходящий при постоянном давлении газа (*p*=*const*);

- изотермический, происходящий при постоянной температуре газа (*T*=const);

- *адиабатный*, происходящий без подвода или отвода теплоты, т.е. протекающий без теплообмена с окружающей средой (*q=const*);

- *политропный* – обобщенный процесс изменения всех параметров рабочего тела, для которого четыре предыдущих процесса являются частными случаями.

# 7.3. Изохорный процесс

Изохорным процессом называется такое изменение состояния рабочего тела, при котором удельный объем его остается постоянным. Этот процесс может происходить только в замкнутом пространстве постоянного объема при подводе теплоты к рабочему телу или отводе теплоты от него.

Уравнение изохорного процесса: v = const.

Графическое изображение изохорного процесса на *pv*-диаграмме показано на рис. 7.1.

Найдем связь между параметрами в изохорном процессе.

Запишем уравнение состояния газа в точках 1 и 2:

 $p_1v_1 = RT_1; p_2v_2 = RT_2.$ 

Разделим первое уравнение на второе, и с учетом того, что  $v_1 = v_2$ , получим

$$p_1/p_2 = T_1/T_2$$
.





В изохорном процессе все подве- ного процесса на *pv*-диаграмме денное тепло идет на повышение внутренней энергии тела. Для 1 кг газа можно записать:  $du = c_v dT$ .

Для произвольной массы вещества:  $dU = mc_v dT$ .

Для идеальных газов интегрирование приводит к выражениям

$$u_{2} - u_{1} = \int_{1}^{2} c_{v} dT = c_{v} (T_{2} - T_{1});$$
  
$$U_{2} - U_{1} = \int_{1}^{2} m c_{v} dT = m c_{v} (T_{2} - T_{1})$$

Так как в изохорном процессе удельный объем газа не изменяется (dv = 0), то работа изменения объема равна нулю. Работа изменения давления в изохорном процессе, согласно (6.7), равна:

$$w = v(p_1 - p_2).$$

Поскольку работа изменения объема не совершается, то подведенное к рабочему телу количество теплоты равно изменению внутренней энергии тела

$$q = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1);$$
  

$$Q = U_2 - U_1 = mc_v (T_2 - T_1).$$

# 7.4. Изобарный процесс

Изобарным процессом называется такое изменение состояния рабочего тела, при котором давление его остаётся постоянным. Этот процесс может быть осуществлён в цилиндре с подвижным поршнем.

Уравнение изобарного процесса: p = const.



Рис. 7.2. Изображение изобарного процесса на *pv*-диаграмме

Графическое изображение изобарного процесса на *pv*-диаграмме показано на рис. 7.2.

Связь между параметрами в изобарном процессе определяется следующим образом. Запишем уравнение состояния газа в точках 1 и 2:

$$p_1v_1 = RT_1; p_2v_2 = RT_2.$$

Разделив первое уравнение на второе (с учетом  $p_1 = p_2$ ), получим

$$v_1/v_2 = T_1/T_2$$
.

Изменение внутренней энергии газа в изобарном процессе для 1 кг газа и для про-

извольной массы соответственно равно:

$$u_{2} - u_{1} = \int_{1}^{2} c_{v} dT = c_{v} (T_{2} - T_{1}),$$
  
$$U_{2} - U_{1} = \int_{1}^{2} m c_{v} dT = m c_{v} (T_{2} - T_{1}).$$

Работа изменения объема в изобарном процессе для 1 кг идеального газа и для произвольной массы газа равна:

$$l = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1),$$
  

$$L = p(V_2 - V_1) = mR(T_2 - T_1).$$

В изобарном процессе работа изменения давления равна нулю.

Подведенная к газу теплота в изобарном процессе находится из выражения

$$q = (u_2 - u_1) + l = c_v (T_2 - T_1) + R(T_2 - T_1) = c_p (T_2 - T_1).$$
(7.1)

Количество теплоты, подведенной к произвольной массе газа, равно:

$$Q = mc_p(T_2 - T_1).$$

## 7.5. Изотермический процесс

Изотермическим процессом называется такое изменение состояния рабочего тела, при котором его температура остаётся постоянной.

Уравнение изотермического процесса: T = const.

Графическое изображение изотермического процесса на *pv*-диаграмме представлено на рис. 7.3.

Запишем уравнение состояния газа в точках 1 и 2:

$$p_1 v_1 = RT_1; p_2 v_2 = RT_2.$$

Разделив первое уравнение на второе (с учетом  $T_1 = T_2$ ), получим следующую связь между параметрами газа в изотермическом процессе:

$$v_1/v_2 = p_2 / p_1$$
.

Так как в изотермическом процессе  $T_1 = T_2$ , то изменение внутренней энергии газа равно нулю.

Исходя из того, что в изотермическом процессе RT = const, получим следующее



Рис. 7.3 Изображение изотермического процесса на *pv*-диаграмме

выражение для определения работы изменения объема (для 1 кг идеального газа и для произвольной массы газа *m*):

$$l = \int_{1}^{2} p dv = \int_{1}^{2} RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2},$$
$$L = mRT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Исходя из того, что в изотермическом процессе  $p_1v_1 = p_2v_2$  на основании (6.8) устанавливает, что в изотермическом процессе работа изменения давления равна работе изменения объема:

$$l = w$$
.

Теплота в изотермическом процессе полностью расходуется на совершение работы:

$$q = l = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2},$$

$$Q = L = mRT \ln \frac{v_2}{v_1} = mRT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$
(7.2)

# 7.6. Адиабатный процесс

Адиабатным называется процесс изменения состояния рабочего тела без отвода и подвода теплоты.



Уравнение адиабатного процесса:  $pv^k = const$ , где  $k = c_p/c_v$  – показатель адиабаты. Графическое изображение адиабатного

процесса на *ру*-диаграмме показано на рис. 7.4.

Заметим, что адиабата идет круче изотермы, так как  $k = c_p / c_v = 1 + R / c_v > 1$ .

Связь между параметрами газа в адиабатном процессе найдем следующим образом. Поскольку  $pv^k = const$ , то для двух точек процесса имеем:

Рис. 7.4. Изображение адиабатного процесса на *pv*-диаграмме

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$$

ИЛИ

$$p_1/p_2 = (v_2/v_1)^k$$
, (7.3)

что равносильно

$$(p_1/p_2)^{1/k} = v_2/v_1 . (7.4)$$

Для того чтобы определить зависимость между удельным объемом v и температурой T, запишем уравнения состояния для двух точек

$$p_1v_1 = RT_1; p_2v_2 = RT_2,$$

и, поделив их друг на друга, получим:

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$
(7.5)

С учетом (7.3) имеем:

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

откуда

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

Связь между давлением *p* и температурой *T* найдем путем совместного решения уравнений (7.4) и (7.5), т.е. получим

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

ИЛИ

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

Изменение внутренней энергии газа в адиабатном процессе находится по формулам

$$u_{2} - u_{1} = \int_{1}^{2} c_{v} dT = c_{v} (T_{2} - T_{1}),$$
  
$$U_{2} - U_{1} = \int_{1}^{2} mc_{v} dT = mc_{v} (T_{2} - T_{1})$$

Для вывода формулы по расчету работы изменения объема воспользуемся первым началом термодинамики  $q = \Delta u + l$ . Так как в адиабатном процессе q = 0, то  $l = -\Delta u$ . Следовательно

$$l = -c_v (T_2 - T_1) = c_v (T_1 - T_2).$$
(7.6)

Разделим левую и правую часть уравнения Майера

на 
$$c_v$$
. С учетом того, что  $k = c_p / c_v$ , получим

$$k-1=R/c_v$$
,

 $c_n - c_v = R$ 

откуда

$$c_v = R/(k-1). (7.7)$$

Тогда имеем

$$l = (T_1 - T_2)R/(k-1).$$

Связь между работой изменения объема и работой изменения давления найдем с помощью формулы по определению показателя адиабаты. После умножения числителя и знаменателя на ( $T_1 - T_2$ ) получаем:

$$k = \frac{c_p (T_1 - T_2)}{c_v (T_1 - T_2)}.$$

Из выражения (7.6) видно, что знаменатель дроби равен работе изменения объема. Исходя из того, что  $h = c_p T$ , то на основании (6.9), учитывая, что в адиабатном процессе q = 0, имеем

$$w = c_p (T_1 - T_2)$$

Следовательно:

$$w = kl . (7.8)$$

## 7.7. Политропный процесс

В политропном процессе, как и в адиабатном, изменяются все параметры, но возможен подвод или отвод теплоты, согласно определенному закону.

Уравнение политропного процесса:  $pv^n = const$ , где n – показатель политропы, который для любых политропных процессов может принимать значения от -∞ до +∞.

Политропный процесс обобщает все рассмотренные ранее процессы: при n = 1 – процесс изотермический;

при n = 0 – процесс изобарный;

при  $n = \pm \infty$  запишем  $p^{1/n}v = const$  и политропный процесс вырождается в изохорный;

при n = k – процесс адиабатный.



Рис. 7.5. Изображение политропного процесса на *pv*-диаграмме

Графическое изображение политропного процесса на *pv*-диаграмме показано на рис. 7.5.

Связь между параметрами в политропном процессе аналогична зависимостям, установленным для адиабатного процесса, а именно:

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

Изменение внутренней энергии газа в политропном процессе для 1 кг газа и для произвольной массы газа равно:

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1),$$
  
$$\Delta U = mc_v (T_2 - T_1).$$

Работа изменения объема и связь этой работы с работой изменения давления определяются, как и в адиабатном процессе:

$$l = (T_1 - T_2)R/(n-1),$$
  
 $w = nl.$ 

Подведенное к газу в политропном процессе удельное количество теплоты находится по формуле

$$q = \Delta u + l = c_v (T_2 - T_1) - R(T_2 - T_1)/(n-1) = (T_2 - T_1)(c_v - R/(n-1)).$$

Подставляя в последнее выражение формулу (7.7), получим:

$$q = (T_2 - T_1)c_v(1 - (k - 1)/(n - 1)) = (T_2 - T_1)c_v(n - k)/(n - 1).$$

Величину  $c_v(n-k)/(n-1)$  обозначают через  $c_n$  и называют теплоемкостью политропного процесса.

Тогда окончательно имеем:

$$q = c_n (T_2 - T_1); Q = mc_n (T_2 - T_1).$$

## 7.8. Примеры решения задач

## Пример 7.1

В баллоне вместимостью 15 л содержится воздух под давлением 0,4 МПа и при температуре 30 <sup>0</sup>С. Какова температура воздуха в результате подвода к нему 16 кДж теплоты? Удельная изохорная теплоёмкость воздуха  $c_v$  равна 736 Дж/(кг·К).

Решение.

Предварительно вычислим массу воздуха *m* по уравнению состояния:  $m = p_1 V / (RT) = 0.4 \cdot 10^6 \cdot 0.015 / (287, 1 \cdot 303) = 0.069$ кг.

Здесь газовая постоянная воздуха R = 287,1 Дж/(кг·К) определена из приложения 3.

Конечную температуру процесса Т<sub>2</sub> найдём из уравнения

$$Q = mc_{v}(T_{2} - T_{1}) = mc_{v}(t_{2} - t_{1}),$$

откуда

$$t_2 = t_1 + Q/(mc_v) = 30 + 16 \cdot 10^3/(0,069 \cdot 736) = 345$$
 °C.

## Пример 7.2

Найти, какая часть теплоты, подведённой в изобарном процессе к двухатомному идеальному газу, расходуется на увеличение его внутренней энергии.

## Решение.

Удельное количество теплоты, подведённое в изобарном процессе, равно

$$q = c_p (T_2 - T_1).$$

Из этого количества теплоты на увеличение его внутренней энергии затрачивается

$$u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1).$$

Следовательно, доля теплоты, затрачиваемая на изменение внутренней энергии:

$$(u_2 - u_1)/q = (c_v(T_2 - T_1))/(c_p(T_2 - T_1)) = c_v/c_p = 1/k = 1/1, 4 = 0, 71.$$

## Пример 7.3

Азот массой 0,5 кг расширяется по изобаре при давлении 0,3 МПа так, что температура его повышается от 100 до 300 °C. Найти конечный объем азота, совершенную им работу и подведенную теплоту.

#### Решение.

Предварительно по приложению 3 находим удельную газовую постоянную азота, которая равна  $R = 296,8 \, \text{Дж/(кг·K)}$ . Определим начальный объем азота из уравнения состояния:

$$V_1 = mRT_1 / p = 0.5.296.8.373/(0.3.10^6) = 0.184 \text{ m}^3.$$

Теперь найдем конечный объем:

$$V_2 = V_1 T_2 / T_1 = 0,184.573 / 373 = 0,284 \text{ m}^3.$$

Определим работу изменения объема:

$$L = p(V_2 - V_1) = 0,3.106 (0,284 - 0,184) = 30.10^3$$
 Дж = 30 кДж.

Работа изменения давления W = 0.

Определим теплоту, подведенную к газу, по формуле (7.1) с заменой разности ( $T_2$ - $T_1$ ) на ( $t_2$  -  $t_1$ ). Из приложения 2 находим, что при средней температуре в данном процессе  $\bar{t} = (t_2 + t_1)/2 = (300+100)/2 = 200$  °C средняя удельная изобарная теплоемкость равна 1,052 кДж/(кг·К). Следовательно,

$$Q = mc_p(t_2 - t_1) = 0,5 \cdot 1,052 \cdot 10^3 (300-100) = 105,2$$
 кДж.

## Пример 7.4

В компрессоре сжимается воздух массой 2 кг при постоянной температуре 200 <sup>0</sup>C от  $p_1 = 0,1$  МПа до  $p_2 = 2,5$  МПа. Найти массу воды  $m_6$ , необходимую для охлаждения сжимаемого воздуха, если начальная температура воды 15 <sup>0</sup>C, а конечная 50 <sup>0</sup>C, удельная теплоемкость воды  $c_6 = 4,19$  кДж/(кг·К).

Решение.

Найдем работу сжатия, предварительно определив из приложения 3 газовую постоянную воздуха R = 287,1 Дж/(кг·К)

 $L = ml = mRT \ln(p_1 / p_2) = 2.287, 1.473 \cdot \ln(0, 1/2, 5) = -873, 3$  кДж.

Так как в изотермическом процессе Q = L, то Q = -873,3 кДж.
Это значит, что в результате работы сжатия внутренняя энергия сжимаемого воздуха должна была увеличиться на 873,3 кДж и для сохранения температуры постоянной столько же теплоты нужно отвести от воздуха путем охлаждения его водой. Искомое количество воды найдем с помощью формулы (5.2):

$$Q = m_{\theta}q_p = m_{\theta}c_{\theta}(t_2 - t_1).$$

Из этого уравнения получаем  $m_{\theta} = Q / [c_{\theta}(t_2 - t_1)] = 873,3 \cdot 10^3 / (4,19 \cdot 10^3 \cdot (50 - 15)) = 5,95 \text{ кг.}$ 

## Пример 7.5

Воздух массой 2 кг при давлении  $p_1 = 1$  МПа и температуре  $t_1 = 300$  <sup>0</sup>C расширяется по адиабате так, что объем газа увеличивается в 5 раз. Найти конечные объем, давление, температуру, работу изменения объема и изменение внутренней энергии.

Решение.

Найдем начальный объем газа V<sub>1</sub> из уравнения состояния (удельную газовую постоянную воздуха  $R = 287.1 \, \text{Дж/(кг·K)}$  находим из приложения 3):

$$V_1 = mRT_1 / p_1 = 2.287, 1.573/(1.10^6) = 0.33 \text{ m}^3.$$

По условию конечный объем  $V_2 = 5V_1$ , поэтому  $V_2 = 5.0,33 = 1,65 \text{ m}^3$ .

Примем для воздуха значение показателя адиабаты k=1,4 (как для смеси двухатомных газов), и найдем конечное давление  $p_2$ :

$$p_1 / p_2 = (V_2 / V_1)^k = 5^{1,4} = 9,52.$$

Отсюда  $p_2 = p_1 / 9,52 = 1.10^6 / 9,52 = 0,1$  МПа.

Воспользовавшись уравнением состояния, найдем конечную температуру

$$T_2 = p_2 V_2 / mR = 0,1.10^6 \cdot 1,65/(2.287,1) = 287 \text{ K}$$

или

$$t_2 = (287 - 273) = 14$$
 <sup>o</sup>C.

Для вычисления работы *L* воспользуемся уравнением:

 $L = mR(t_1 - t_2)/(k - 1) = 2.287,1 (300 - 14)/(1,4 - 1) = 411.10^3 \, \text{Дж} = 411 \, \text{кДж}.$ 

Изменение внутренней энергии в адиабатном процессе равно работе изменения объема, поэтому

$$U_2 - U_1 = -L = -411$$
 кДж.

## Пример 7.6

Процесс расширения газа происходит по политропе с показателем n = 0.8. Определить условия протекания процесса.

Решение.

В данном процессе n < 1. Следовательно, линия процесса должна располагаться не только выше адиабаты, но и выше изотермы, а поэтому теплота к газу должна подводиться, температура повышаться, а внутренняя энергия увеличиваться. Это означает, что теплота к газу подводится извне в большем количестве, чем это нужно для работы *l*, поэтому часть подведенной теплоты идет на повышение его внутренней энергии.

## Пример 7.7

В закрытом сосуде, объемом 6 м<sup>3</sup>, находится водород при давлении  $p_1 = 0,2$  МПа и температуре  $t_1 = 37$  <sup>0</sup>C. Газ нагревается, пока давление не станет равным 0,9 МПа.

Определить параметры газа в конце процесса  $(v_2, T_2)$  и количество подведенной теплоты Q.

Решение.

Температуру водорода в конце процесса  $T_2$  определим из закона Шарля  $T_2 = T_1 p_2 / p_1 = (273 + 37)0,9 / 0,2 = 1395$  К.

Количество подведенной теплоты определим по формуле

$$Q = mc_v (T_2 - T_1)$$

в которой теплоемкость  $c_v$  найдем как истинную при средней температуре процесса  $t_{cp} = (t_1 + t_2)/2 = (37 + 1122)/2 = 579,5$  °C. Из приложения 2 находим, что при данной температуре  $c_v = 10,659$  кДж/(кг·К).

Массу водорода найдем из уравнения состояния

$$m = \frac{p_1 V}{RT_1} = \frac{0.2 \cdot 10^6 \cdot 6}{4124.3 \cdot (273 + 37)} = 0.94 \,\mathrm{kr}.$$

Тогда количество подведенной теплоты равно

*Q* = 0,94·10,659·(1395-310) = 10849,4 кДж.

Поскольку процесс изохорный, то удельный объем газа не изменяется и поэтому

$$v_2 = V/m = 6/0,94 = 6,4 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

#### Пример 7.8

Воздух в количестве 0,1 м<sup>3</sup>/с при  $t_1 = 30$  <sup>0</sup>С и  $p_1 = 0,1$  МПа поступает в компрессор, где сжимается, а затем протекает по трубам холодильника, охлаждаемым водой.

Определить расход охлаждаемой воды, если на выходе из компрессора воздух имеет параметры:  $t_2 = 200$  <sup>0</sup>C и  $p_2 = 0.8$  МПа. Температура воздуха за холодильником  $t_3 = 40$  <sup>0</sup>C. Вода нагревается на  $\Delta t_{eod} = 20$  <sup>0</sup>C.

#### Решение.

В единицу времени количество теплоты  $\dot{Q}_{603}$ , отводимой от воздуха, равно количеству теплоты  $\dot{Q}_{600}$ , воспринимаемую водой. На этом основании запишем  $\dot{Q}_{603} = \dot{Q}_{600}$ .

Каждую теплоту определим по формулам

$$\begin{split} Q_{60\partial} &= \dot{m}_{60\partial} c_{60\partial} \Delta t_{60\partial}; \\ \dot{Q}_{603} &= \dot{m}_{603} c_{603} \Delta t_{603} = \dot{m}_{603} c_p (t_2 - t_3). \end{split}$$

Тогда

$$\dot{m}_{600}c_{600}\Delta t_{600} = \dot{m}_{603}c_p(t_2 - t_3)$$

или

$$\dot{m}_{600} = \dot{m}_{603} c_p (t_2 - t_3) / (c_{600} \Delta t_{600}).$$

Массовый расход воздуха определим из уравнения состояния:

$$\dot{m}_{603} = \frac{p_1 V}{RT_1} = \frac{0.1 \cdot 10^6 \cdot 0.1}{287 \cdot (273 + 30)} = 0.115 \text{ KeV/c}.$$

Удельную теплоемкость воздуха определим как истинную при средней температуре  $t_{cp} = (t_2 + t_3)/2 = (200 + 40)/2 = 120$  °C. Из приложения 2 находим, что при этой температуре  $c_p = 1,01$  кДж/(кг·К). Теплоемкость воды примем равной  $c_{600} = 4,19$  кДж/(кг·К).

Следовательно, расход охлаждаемой воды равен:

$$\dot{m}_{BOO} = \frac{0,115 \cdot 1,01(200 - 40)}{4,19 \cdot 20} = 0,225 \text{ Kr/c}.$$

#### Пример 7.9

В цилиндре, площадь поперечного сечения которого равна 1 дм<sup>2</sup>, под поршнем находится 0,5 кмоля азота при  $t_1 = 63$  <sup>0</sup>C. Поршень находится под постоянной внешней нагрузкой F = 2 кН. Газу извне сообщается теплота Q = 6300 кДж, вследствие чего он расширяется, приводя поршень в движение.

Определить параметры азота  $p_2$ ,  $v_2$  и  $t_2$  в конце процесса, изменение внутренней энергии  $\Delta U$  и работу расширения L, совершенную газом. Среднюю удельную изобарную теплоемкость азота  $c_p$  принять равной

1,042 кДж/(кг·К).

Решение.

Найдем давление азота под поршнем по формуле

$$p_1 = F / S = 2 \cdot 10^3 / 0.01 = 0.2$$
 MIIa.

Поскольку процесс расширения изобарный, то  $p_1 = p_2 = 0,2$  МПа. Конечную температуру азота  $t_2$  найдем из уравнения

$$Q = mc_p(t_2 - t_1),$$

откуда

$$t_2 = t_1 + \frac{Q}{mc_p}.$$

Масса азота *m* связана с молярной массой соотношением m = M n, где M = 28 кг/кмоль – молярная масса азота. Тогда m = 28.0,5 = 14 кг.

Рассчитаем конечную температуру азота *t*<sub>2</sub>:

$$t_2 = 63 + \frac{6300}{14 \cdot 1,042} = 495 \ ^{0}\text{C}.$$

Конечный удельный объем азота  $v_2$  определим из уравнения состояния. Предварительно из приложения 3 находим, что удельная газовая постоянная азота *R* равна 296,8 Дж/(кг·К). Тогда

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{296,8(273 + 495)}{0,2 \cdot 10^6} = 1,14 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

По уравнению Майера найдем среднюю удельную изохорную тепло-емкость азота  $c_v$ 

$$c_v = c_p - R = 1,042 - 0,2968 = 0,7452$$
 кДж/(кг·К).

Теперь определим изменение внутренней энергии азота:

$$\Delta U = mc_v(t_2 - t_1) = 14 \cdot 0,7452 \cdot (495 - 63) = 4,5 \,\mathrm{M}\text{Д}\text{ж}.$$

Работа расширения, совершенная азотом, равна:

 $L = mR(t_2 - t_1) = 14 \cdot 296, 8 \cdot (495 - 63) = 1,8$  МДж.

#### Пример 7.10

В баллоне объемом 40 л находится сжатый кислород при  $p_1 = 14$  МПа и температуре среды 20 <sup>0</sup>С. После быстрого открытия выпускного вентиля кислород вытекает в атмосферу. Затем вентиль снова закрывается. Теплообмен между содержимым баллона и средой за время выпуска практически не успевает совершиться. Давление в баллоне  $p_2$  после выпуска оказывается 7,0 МПа. Через некоторое время температура снова становится равной температуре среды  $t_1 = 20$  <sup>0</sup>С.

Какой стала температура кислорода в баллоне после выпуска? Какое количество кислорода вытекло из баллона? Чему стало равным давление после восстановления первоначальной температуры? Какое количество кислорода может вытечь, если выпуск производить очень медленно при постоянной температуре газа и конечном давлении  $p_2 = 7,0$  МПа.

Показатель адиабаты принять равным 1,4.

Решение.

Температуру *t*<sup>2</sup> после выпуска из баллона кислорода определим из уравнения связи параметров газа в адиабатном процессе

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

Тогда

$$T_2 = 293 \cdot \left(\frac{7}{14}\right)^{0,2857} = 240 \text{ K} = -33 \,^{\circ}\text{C}.$$

Для определения массы кислорода, которая вышла из баллона, определим первоначальную массу  $m_1$ , а затем оставшуюся массу в баллоне  $m_2$ , откуда  $\Delta m = m_1 - m_2$ . Массы  $m_1$  и  $m_2$  найдем из уравнения состояния идеальных газов

$$m_1 = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{14 \cdot 10^6 \cdot 0.04}{259.8 \cdot 293} = 7,356 \text{ кг};$$
$$m_2 = \frac{p_2 \cdot V_2}{RT_2} = \frac{7 \cdot 10^6 \cdot 0.04}{259.8 \cdot 240} = 4,49 \text{ кг}.$$

Получим

$$\Delta m = 7,356 - 4,49 = 2,866$$
 кг.

Давление  $p_2$  после восстановления начальной температуры найдем из уравнения состояния идеальных газов

$$p_2 = \frac{m_2 R T_1}{V_1} = \frac{4,49 \cdot 259,8 \cdot 293}{0,04} = 8,55 \text{ MIIa}.$$

Количество кислорода, которое вытекло при изотермическом истечении, будет равно  $\Delta m_{u3} = m_1 - m_{2u3}$ 

$$m_{2_{u3}} = \frac{p_2 V_1}{RT_1} = \frac{7 \cdot 10^6 \cdot 0.04}{259.8 \cdot 293} = \frac{0.28 \cdot 10^6}{76121.4} = 3.678 \text{ kg}.$$

Тогда оставшаяся в баллоне масса газа равна

$$\Delta m_{u3} = 7,356 - 3,678 = 3,678$$
 кг.

#### Пример 7.11

Смесь, состоящая из  $M_1 = 0,3$  кмоль азота и  $M_2 = 0,7$  кмоль кислорода с начальными параметрами  $p_1 = 1$  МПа и  $T_1 = 1000$  К расширяется до давления  $p_2 = 0,35$  МПа. Расширение может осуществляться по изотерме, адиабате и политропе с показателем n = 1,6.

Определить газовую постоянную смеси R, её массу m и начальный объем  $V_1$ , конечные параметры смеси ( $T_2$ ;  $V_2$ ;  $\Delta U$ ; $\Delta I$ ), работу расширения L и теплоту Q, участвовавшую в процессе.

Дать сводную таблицу результатов. Показать процесс в *pv*-диаграмме.

#### Решение.

1) Определяем удельную газовую постоянную смеси газов R из формулы универсальной (молекулярной) газовой постоянной  $MR = R_0$ , где M – молярная масса смеси,  $R_0 = 8314,3$  Дж/(кмоль·К) – универсальная газовая постоянная.

Молярная масса смеси M равна сумме произведений молярных масс компонентов на их молярные доли  $M = M_1 \cdot x_1 + M_2 \cdot x_2$ .

Поскольку масса смеси равна 1 кмолю, то молярные доли компонентов равны  $x_1 = \frac{0.3}{1} = 0.3; \quad x_2 = \frac{0.7}{1} = 0.7.$ 

Подставляя значения молярных масс азота и кислорода, получим величину молярной массы смеси  $M = 0.3 \cdot 28 + 0.7 \cdot 32 = 30.8$  кг/кмоль.

Теперь можно определить удельную газовую постоянную смеси

$$R = \frac{8314,3}{30,8} = 269,94$$
 Дж/(кг·К).

Массу смеси *m* найдем по формуле  $m = M \cdot n$ , где n – количество вещества смеси в молях. Для нашей задачи n = 0,3 + 0,7 = 1 кмоль. Следовательно,

$$m = 30, 8 \cdot 1 = 30, 8$$
 кг.

2) Начальный объем V<sub>1</sub> определим по формуле Менделеева

$$V_1 = \frac{mRT_1}{p_1} = \frac{30.8 \cdot 269.94 \cdot 1000}{1 \cdot 10^6} = 8.314 \text{ m}^3.$$

3) Изотермический процесс T = const.

Определим конечный объём при расширении газа по уравнению изотермического процесса

$$V_2 = \frac{p_1 V_1}{p_2} = \frac{1 \cdot 10^6 \cdot 8,314}{0,35 \cdot 10^6} = 23,75 \text{ m}^3.$$

Поскольку процесс изотермический, то  $T_1 = T_2 = 1000$  К.

Определим работу расширения *L* по формуле

$$L = mRT \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) = 30,8 \cdot 269,94 \cdot 1000 \cdot \ln\left(\frac{1}{0,35}\right) = 8,72$$
 МДж.

При изотермическом расширении газа к нему подводится теплота *Q* в количестве, эквивалентном работе расширения *L*, поэтому

$$Q = L = 8,72$$
 МДж.

Изменения энтальпии и внутренней энергии в изотермическом процессе равны нулю, так как  $T_2$  -  $T_1 = 0$ .

4) Адиабатный процесс  $pv^k = const$ .

Конечный объём  $V_2$  найдём из соотношения параметров в адиабатном процессе  $V_2 = V_1 (p_1 / p_2)^{1/k}$ , где k – показатель адиабаты, равный для двухатомных газов 1,4.

Поэтому

$$V_2 = 8,3141, 4\sqrt{\frac{1}{0,35}} = 8,314^{1,4}\sqrt{2,857} = 17,6 \text{ m}^3.$$

Температуру Т<sub>2</sub> определим из уравнению Менделеева

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{mR} = \frac{0.35 \cdot 10^6 \cdot 17.6}{30.8 \cdot 269.94} = 741 \text{ K}.$$

В адиабатном процессе количество подводимой или отводимой теплоты равно нулю, т.е. Q = 0.

Работу расширения определим по формуле

$$L = m \frac{R(T_1 - T_2)}{k - 1} = 30,8 \frac{269,94(1000 - 741)}{1,4 - 1} = 5,38 \text{ MДж.}$$

Изменение внутренней энергии найдем из уравнения первого начала термодинамики

$$Q = (U_2 - U_1) + L$$
.

Так как Q = 0, то  $U_2 - U_1 = -L$ , т.е.  $U_2 - U_1 = -5,38$  МДж. Знак минус указывает на то, что внутренняя энергия уменьшается. Значит, положительная работа в адиабатном процессе осуществляется за счёт уменьшения внутренней энергии.

Изменение энтальпии  $\Delta I = mc_p(T_2 - T_1)$ , где  $c_p$  – средняя изобарная теплоёмкость смеси, которая равна сумме произведений массовых долей компонентов на их удельные теплоёмкости  $c_p = c_{p,N_2} \cdot w_{N_2} + c_{p,O_2} \cdot w_{O_2}$ . В последней формуле  $c_{p,N_2}$  и  $c_{p,O_2}$  – средние удельные изобарные тепло-ёмкости, которые находятся в приложении 2 при средней температуре процесса  $T_{cp} = \frac{T_1 + T_2}{2} = \frac{1000 + 741}{2} = 870,5$  К; w – массовые доли азота и кислорода. Рассчитаем среднюю изобарную теплоёмкость смеси  $c_p = 1,098 \cdot 0,3 + 1,015 \cdot 0,7 = 0,33 + 0,711 = 1,04$  кДж/(кг·К).

Теперь можно определить изменение энтальпии

 $\Delta I = 30,8 \cdot 1,04(741 - 1000) = -8296,3$  кДж.

5) Политропный процесс  $pv^n = const$ .

Конечный объём  $V_2$  найдём из соотношения параметров в политропном процессе

$$V_2 = V_1(p_1/p_2)^{1/n} = 8,34(1/0,35)^{1/1,6} = 16 \text{ m}^3.$$

Конечную температуру Т<sub>2</sub> определяем из уравнения Менделеева

$$T_2 = \frac{p_2 V_2}{mR} = \frac{0.35 \cdot 10^6 \cdot 16}{30.8 \cdot 269.94} = 673.6$$
 K.

Теплоту, участвующую в процессе, найдем по формуле  $Q = m \bigg[ c_v - \frac{R}{n-1} \bigg] (T_2 - T_1)$ , где  $c_v$  – средняя удельная объёмная теплоём-кость смеси, которая находится следующим образом. Известно, что  $k = c_p / c_v$ , поэтому объёмная удельная теплоёмкость смеси  $c_v = c_p / k = 1,04/1, 4 = 0,74$  кДж/(кг·К).

Подставляя значение удельной объемной теплоёмкости в формулу, получим

$$Q = 30,8 \left[ 740 - \frac{269,94}{(1,6-1)} \right] (673,6-1000) = -0,2916$$
 МДж.

Изменение внутренней энергии, как и для любого процесса, определим по формуле

$$(U_2 - U_1) = mc_v(T_2 - T_1) = 30,8 \cdot 0,74(673,6 - 1000) = -7,44$$
 МДж.

Найдем работу расширения политропного процесса

$$L = \frac{mR(T_1 - T_2)}{n - 1} = \frac{30,8 \cdot 269,94(1000 - 673,6)}{1,6 - 1} = 4,52$$
 МДж.

Изменение энтальпии  $\Delta I$  рассчитаем по формуле

$$\Delta I = mc_p (T_2 - T_1) = 30,8 \cdot 1,04(673,6 - 1000) = -10474$$
 кДж.

Результаты расчетов сведены в табл. 7.1, а изображение процессов в *ру*-диаграмме представлены на рис. 7.6.

Расширяясь до одного и того же давления  $p_2$ , объём  $V_2$  будет наибольший при изотермическом расширении. С увеличением показателя политропы *n* конечный объём будет уменьшаться. Если показатель политропы будет меньше единицы, то объём  $V_2$  будет возрастать от значения  $V_2$ изотермического расширения. Это можно объяснить из уравнения политропного процесса  $p_1V_1^n = p_2V_2^n$ . Из него видно, что если  $p_1$ ,  $p_2$  и  $V_1$  неизменны, то  $V_2$  зависит от  $(p_1/p_2)^{1/n}$ , и чем выше показатель политропы *n*, тем меньше  $V_2$ .

Таблица 7.1

Величина	Изотермический	Адиабатный	Политропный
	процесс	процесс	процесс
$V_2, \mathbf{M}^3$	23,75	17,6	16
Т2, К	1000	741	673,6
<i>L</i> , МДж	8,72	5,38	4,52
<i>Q</i> , МДж	8,72	0	0,29
$\Delta U$ , МДж	0	-5,38	-7,44
$\Delta I$ , кДж	0	-8296,3	-10474

Сводная таблица результатов



Рис. 7.6. Изображение процессов в ру-диаграмме

Конечная температура  $T_2$  также уменьшается с увеличением показателя политропы *n*, так как значение температуры зависит от конечного объёма  $T_2 = \frac{p_2 V_2}{mR}$ .

Работа расширения L – максимальная при изотермическом процессе, так как в этом случае интенсифицируется подвод теплоты для сохранения температуры. Эта работа уменьшается с увеличением показателя политропы, так как в формуле для определения L в знаменателе стоит разность (n-1).

Теплота процесса Q максимальна при изотермическом расширении смеси. Поскольку работа в этом процессе максимальная, то будет максимальной и теплота.

В адиабатном процессе положительная работа совершается за счёт уменьшения внутренней энергии, а тепло не отводится и не подводится, т.е. равно нулю.

Внутренняя энергия смеси уменьшается от нуля в изотермическом процессе и дальше с увеличением показателя политропы *n*, так как снижается разность температур в формуле  $\Delta U = mc_v(T_2 - T_1)$ .

## 7.9. Задачи

7.1. Сколько теплоты нужно сообщить при постоянном объёме газовой смеси массой 1кг при давлении 1,2 МПа и температуре 390 <sup>0</sup>C, чтобы повысить давление до 4 МПа? Удельная теплоёмкость смеси  $c_v = 956 \text{ Дж/(кг·K)}$ .

Ответ: 1,48 МДж.

**7.2.** В пусковом баллоне дизеля находится воздух под давлением  $p_1 = 2,4$  МПа и при температуре  $T_1 = 500$  К. Найти давление в баллоне при охлаждении воздуха в нём до 15 <sup>0</sup>С и количество выделенной при этом теплоты, если вместимость баллона  $0,5 \text{ м}^3$ , а удельная теплоёмкость  $c_v = 726 \text{ Дж/(кг·K)}.$ 

Ответ:  $p_2 = 1,38$  МПа, Q = 1,3 МДж.

**7.3.** Воздуху сообщается 42 кДж теплоты при постоянном давлении. Найти совершенную при этом работу, если  $c_p = 1,01$  кДж/(кг·К).

Ответ: 11,9 кДж.

**7.4.** Воздух объемом 3 м<sup>3</sup> при температуре 10 <sup>0</sup>С расширяется изобарно с увеличением объема в 1,5 раза вследствие подвода к нему 630 кДж теплоты. Найти давление, при котором происходит процесс расширения, и совершенную при этом работу, если  $c_p = 1,008$  кДж/(кг·К).

Ответ: p = 120 кПа; L = 180 кДж.

**7.5.** Объем воздуха массой 1 кг при 40 <sup>0</sup>С изотермически увеличен в 1,5 раза. Найти удельную работу изменения объема и подведенную теплоту.

Ответ: l = q = 36,4 кДж/кг,

**7.6.** При изотермическом сжатии азота массой 2,1 кг, взятого при  $60 \, {}^{0}$ С и 0,1 МПа, отводится 340 кДж теплоты. Найти конечный объем и конечное давление.

Ответ:  $V_2 = 0,386 \text{ м}^3$ ;  $p_2 = 22,3 \text{ кПа}$ .

**7.7.** К воздуху объемом 0,1 м<sup>3</sup> при давлении 1 МПа и постоянной температуре 200  $^{0}$ С подводится 126 кДж теплоты. Найти конечные давление и объем.

Ответ:  $p_2 = 283$  кПа;  $V_2 = 0,35$  м<sup>3</sup>.

**7.8.** От воздуха объемом 0,1 м<sup>3</sup> при начальном давлении 1 МПа и постоянной температуре отводится 126 кДж теплоты. Найти конечные давление и объем.

Ответ:  $p_2 = 3,53$  МПа;  $V_2 = 0,0278$  м<sup>3</sup>.

**7.9.** Воздух с начальным объемом 8 м<sup>3</sup> при давлении 90 кПа и температуре 20 <sup>0</sup>С изотермически сжимается до давления 0,8 МПа. Найти конечный объем и работу изменения объема.

Ответ:  $V_2 = 0,889 \text{ м}^3$ ; L = -1,55 МДж.

**7.10.** Воздух при начальных давлении 0,5 МПа и температуре 40  $^{0}$ С адиабатно расширяется до давления 0,15 МПа. Во сколько раз должен увеличиться его объем и какова будет конечная температура?

OTBET:  $V_2/V_1 = 2,36$ ;  $t_2 = -51$  °C.

**7.11.** Смесь светильного газа и воздуха (k = 1,38) давлением 90 кПа и температурой 50 <sup>0</sup>С адиабатно сжимается до объема, в 5 раз меньшего, чем начальный. Найти конечные давление и температуру.

Ответ:  $p_2 = 830$  кПа;  $T_2 = 596$  К.

**7.12.** Сжатый воздух при давлении 1 МПа и температуре 50  $^{0}$ С должен адиабатно расширяться до давления 50 кПа. Во сколько раз увеличится при этом объем воздуха, какова будет конечная температура и работа изменения объема, если начальный объем  $V_1 = 1 \text{ м}^3$ .

Ответ:  $V_2/V_1 = 8,52$ ;  $T_2 = 137$  K; L = 1,44 МДж.

**7.13.** Воздух при начальных давлении 0,1 МПа и температуре 15 <sup>0</sup>С адиабатно сжимается до давления 0,8 МПа. Найти конечные удельный объем и температуру, а также удельную работу изменения давления.

Ответ:  $v_2 = 0,191 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $T_2 = 522 \text{ K}$ ; l = -234 Дж/кг.

**7.14.** В цилиндре дизеля адиабатно сжимается воздух массой 0,03 кг, причем в начале сжатия объем цилиндра, заполняемого воздухом, равен 0,03 м<sup>3</sup>, а давление 93 кПа. Чему равна температура воздуха в конце сжатия, если при этом объем его уменьшится в 13,5 раз?

Ответ: 1139 К.

**7.15.** Газ, занимающий объем 6 м<sup>3</sup>, сжимается политропно от давления 1 МПа до 4 МПа с уменьшением объема до 2 м<sup>3</sup>. Найти показатель политропы и работу изменения объема.

Ответ: *n* = 1,26; *L* = -7,69 МДж.

**7.16.** Воздух объемом 3  $\text{m}^3$  расширяется от давления 0,55 МПа и температуры 45  $^{0}$ С до давления 1 МПа и занимает после этого объем 10  $\text{m}^3$ . Найти показатель политропы, конечную температуру и работу изменения давления.

Ответ: n = 1,08;  $T_2 = 289$  K; W = 2,03 МДж.

**7.17.** Воздух объемом 1,5 м<sup>3</sup> сжимают от давления 0,1 МПа и температуры 17  $^{0}$ С до давления 0,7 МПа и температуры 100  $^{0}$ С. Найти показатель политропы и работу изменения объема.

Ответ: *n* = 1,15; *L* = -286 кДж.

**7.18.** Найти работу изменения объема, изменение внутренней энергии и подведенную теплоту при политропном расширении воздуха массой 5 кг при условии, что его начальная температура  $t_1 = 150$  °C, конечная  $t_2 = 50$  °C и показатель политропы n = 1,3.

Ответ: L = 478 кДж;  $\Delta u = -361$  кДж; Q = 117 кДж.

**7.19.** Воздух расширяется политропно с показателем n = 1,45. Как будет изменяться температура воздуха?

Ответ: температура воздуха будет понижаться.

**7.20.** Воздух совершает работу изменения объема, расширяясь политропно с показателем n = 1,35. Выяснить, совершается ли эта работа только за счет подводимой теплоты или также за счет внутренней энергии воздуха?

Ответ: работа изменения объема будет производиться за счет подводимой теплоты и за счет внутренней энергии воздуха.

**7.21.** Как отразится на показателе политропы расширение газов в цилиндре двигателя внутреннего сгорания, увеличение притока охлаждающей воды?

Ответ: показатель политропы уменьшится.

**7.22.** Газ сжимается политропно с показателем n = 0,9. Как при этом будет изменяться внутренняя энергия газа?

Ответ: внутренняя энергия будет уменьшаться.

## 7.10. Контрольные вопросы

1) Какие процессы называются обратимыми?

2) Чем вызывается необратимость действительных процессов?

3) Почему неравновесные процессы не могут быть обратимыми?

4) Какой вид имеет уравнение первого начала термодинамики для изохорного процесса?

5) Как изменяется температура газа при изобарном расширении?

6) Какой вид имеет уравнение первого начала термодинамики для изотермического процесса?

7) Какие реально осуществляемые процессы могут приближенно считаться адиабатными?

# 8. ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

# 8.1. Общие понятия. Формулировки второго начала термодинамики

Первое начало термодинамики устанавливает количественные зависимости при взаимных превращениях энергии в термодинамических процессах. Но первое начало термодинамики не рассматривает условий, при которых возможно осуществить превращение одних видов энергии в другие, поэтому ему не противоречит как полное превращение работы в теплоту, так и полное превращение теплоты в работу.

Второе начало термодинамики, дополняя первое начало и рассматривая эти условия, утверждает невозможность полного превращения теплоты в работу и устанавливает при этом пределы такого превращения.

В основу формулировок второго начала термодинамики положены постулаты, т. е. очевидные положения, не требующие доказательств и являющиеся результатом многовекового общечеловеческого опыта.

Наибольшую известность получили постулаты Р. Клаузиуса и Томсона (Кельвина).

Постулат Клаузиуса (1850): «Теплота не может переходить сама собой от более холодного тела к более нагретому». Согласно этому постулату теплота самопроизвольно может переходить лишь от тела с более высокой температурой к телу с более низкой температурой.

Постулат Томсона-Кельвина (1852) известен как утверждение о невозможности построения вечного теплового двигателя второго рода, т.е.

двигателя полностью превращающего теплоту в работу. Согласно этому постулату из всей теплоты, полученной от источника теплоты с высокой температурой теплоотдатчика, только часть ее может быть превращена в работу, остальная же часть должна быть отведена в теплоприемник с более низкой температурой. Другими словами, для работы теплодвигателя необходимы, вого ПО крайней мере, два тепловых источника различной температуры.

Наглядной иллюстрацией второго начала термодинамики является прибор Бернарди, показанный на рис. 8.1 и являющийся в принципе



Рис. 8.1. Прибор Бернарди для иллюстрации второго начала термодинамики

тепловым двигателем. Устроен прибор следующим образом. В баке, наполненном до определенного уровня горячей водой, вращаются на валике 1 три трубки, каждая из которых по обоим концам снабжена шарами 2 с сернистым эфиром. Когда во время работы прибора один из шаров войдет в воду, то эфир, содержащийся в нем, испарится, и образовавшийся пар перейдет в шар, присоединенный к другому концу этой же трубки и находящийся наверху, в воздухе. Пары эфира, попав в верхний шар, омываемый воздухом, сконденсируются. Таким образом, эфир перейдет из нижнего шара в верхний, который под действием силы тяжести эфира начнет опускаться, вращая валик и опуская в воду шар, находящийся на другой трубке, в которой указанный процесс повторится снова. В результате прибор будет работать непрерывно. В приборе есть три основных элемента теплового двигателя: теплоотдатчик – горячая вода в баке, теплоприемник – наружный воздух и рабочее тело –эфир.

# 8.2. Круговые процессы (циклы) тепловых машин

Тепловыми машинами называют в термодинамике тепловые двигатели и холодильные машины. Тепловые машины не могут работать по процессу, протекающему только в одном направлении. Действительно, пусть имеется газ, заключенный в цилиндре под поршнем. Если к газу подводить теплоту, то он будет расширяться и значит совершать работу. Но такой процесс не может длиться бесконечно долго. Наступит момент, когда под действием расширения газа поршень придет в свое крайнее положение и процесс изменения состояния рабочего тела прекратится.

Следовательно, для непрерывной работы тепловых двигателей необходим, кроме процесса расширения, еще и процесс сжатия, в котором рабочее тело возвращалось бы в первоначальное состояние, т.е. совершало бы *круговой процесс* или *цикл*.

Из сказанного следует, что круговым процессом или циклом называется замкнутый процесс, представляющий собой такое последовательное изменение состояния рабочего тела, в результате которого оно возвращается в свое первоначальное состояние.

Поскольку после совершения цикла рабочее тело возвращается в свое первоначальное состояние, то оно может совершать такие циклы сколь угодно долго.

В зависимости от того, как будут протекать процессы расширения и сжатия, линия сжатия на диаграмме может располагаться под линией расширения (рис. 8.2) или над ней (рис. 8.3).



Рис. 8.2. Изображение прямого цикла на *ру*-диаграмме

Рис. 8.3. Изображение обратного цикла на *ру*-диаграмме

v

Как видно из этих рисунков, расположение линии сжатия под линией расширения определяет направление линии цикла по ходу часовой стрелки и, наоборот, расположение линии сжатия над линией расширения – против хода часовой стрелки. В дальнейшем первый из циклов будем называть *прямым*, а второй – *обратным*.

В прямом цикле положительная работа изображается пл.1m234, а отрицательная работа – пл.1n234.Поскольку в таком цикле первая из этих работ больше второй на пл.1m2n1, ограниченную линией цикла, то в результате совершения прямого цикла получается полезная работа, которая может быть использована для привода механизмов.

Следовательно,

$$L_1 - L_2 = L_0,$$

где  $L_1$  – положительная работа цикла;  $L_2$  – отрицательная работа цикла;  $L_0$  – полезная работа цикла, графически изображенная на *pv*-диаграмме площадью, ограниченной линией цикла.

По прямым циклам работают тепловые двигатели (паровые и газовые турбины, двигатели внутреннего сгорания и др.). Простейшая схема теплового двигателя приведена на рис. 8.4.

Здесь  $Q_1$  – теплота, подводимая к рабочему телу от источника теплоты – теплоотдатчика с относительной высокой температурой  $T_1$ . Часть этой теплоты –  $Q_2$  – отводится от рабочего тела в другой источник теплоты – теплоприемник с относительно низкой температурой  $T_2$ .

Поскольку в результате совершения цикла рабочее тело возвращается в первоначальное состояние, то  $u_2 = u_1$ , т. е.  $u_2 - u_1 = 0$ .



Рис. 8.4. Простейшая схема двигателя работающего по прямому термодинамическому циклу

Поэтому уравнение первого начала термодинамики для кругового процесса можно записать в следующем виде:

$$Q_1 = (u_2 - u_1) + L_1; \ Q_2 = (u_2 - u_1) + L_2.$$

Вычитая из первого уравнения второе, получим

$$Q_1 - Q_2 = L_1 - L_2 = L_0.$$

Экономичность прямого цикла оценивается термодинамическим КПД, который является отношением полученной работы в цикле к затраченному количеству теплоты:

$$\eta_t = \frac{L_0}{Q_1} \quad \text{или} \quad \eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$
(8.1)

Из уравнения (8.1) видно, что термический КПД теплового двигателя  $y_t$  тем больше, чем меньше  $Q_2$  при данном значении  $Q_1$ . В пределе  $y_t$  равен единице, когда  $Q_2 = 0$ . Однако отвод теплоты в теплоприемник – необходимое условие любого теплового двигателя, поэтому  $Q_2$  не может быть равен нулю. Поэтому и  $y_t$  не может достигнуть значения, равного единице.

Если провести цикл в обратном направлении, то линия сжатия расположится выше линии расширения. Следовательно, в обратном цикле затрачиваемая отрицательная работа по абсолютному значению больше положительной работы, поэтому для совершения такого цикла необходимо затратить работу внешних сил.

В обратном цикле к рабочему телу в процессе расширения теплота  $Q_2$  подводится от источника теплоты с более низкой температурой  $T_2$ , а в процессе сжатия теплота  $Q_1$  отводится в источник теплоты с более высокой температурой  $T_1$ . Таким образом, тот источник теплоты, который в прямом цикле являлся теплоотдатчиком, в обратном становится теплоприемником, а тот, который в прямом цикле был теплоприемником, становится теплоотдатчиком.

По обратным циклам работают холодильные машины и тепловые насосы. Для совершения обратного цикла затрачивается внешняя работа

$$L_0 = Q_1 - Q_2,$$

где  $Q_1$  – абсолютное значение теплоты, отводимой от рабочего тела к источнику теплоты с температурой  $T_1$ ;  $Q_2$  – абсолютное значение теплоты, отнимаемой от источника теплоты с температурой  $T_2$ .

Для холодильных машин вводится понятие холодильного КПД  $\chi_t$ . Холодильный КПД представляет собой отношение отводимой в обратном цикле теплоты  $Q_2$  к затраченной работе  $L_0$ :

$$\chi_t = \frac{Q_2}{L_0} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2}.$$
(8.2)

#### 8.3 Цикл Карно теплового двигателя

Цикл Карно теплового двигателя – обратимый, т.е. равновесный круговой процесс, совершаемый между двумя источниками теплоты с постоянными температурами (теплоотдатчика –  $T_1$ ; теплоприёмника –  $T_2$ ) и рабочим теплом – идеальным газом.

Допустим, имеется двигатель р с идеальной съемной тепловой изоляцией, не допускающей теплообмена между рабочим телом и окружающей средой. Однако при снятии изоляции рабочее тело может периодически сообщаться с теплоотдатчиком, име-ющим температуру  $T_1$ , и с теплоприёмником температура которого  $T_2$ , причём  $T_1 > T_2$ . Полагаем, что отвод теплоты от теплоотдатчика или подвод к теплоприёмнику не влияет на их температуры, которые в процессе совершения цикла остаются неизменными.

При указанных условиях прямой цикл Карно протекает следующим образом (рис. 8.5).

В левом крайнем положении поршня параметры газа  $p_1$ ;  $v_1$ ;  $T_1$ . В этот момент рабочее тело сообща-



Рис. 8.5. Цикл Карно теплового двигателя в *pv*-диаграмме

ется с теплоотдатчиком, у которого температура также равна  $T_1$ . При движении поршня вправо давление газа в цилиндре уменьшается, а удельный объём увеличивается. Так будет происходить до прихода поршня в положение, определяемой точкой 2, с параметрами рабочего тела  $p_2$ ;  $v_2$ ;  $T_1$ . Температура в этом процессе остается неизменной. Таким образом, процесс 1-2 является изотермическим. В этом процессе от теплоотдатчика к рабочему телу переходит удельная теплота  $q_1$ .

В точке 2 цилиндр полностью изолируется от внешней среды и перемещение поршня вправо, при дальнейшем уменьшении давления, происходит по *адиабате* 2-3, т.е. без теплообмена с внешней средой. Когда поршень займет крайнее правое положение (точка 3), процесс расширения закончится. Давление и удельный объём газа будут  $p_3$ ,  $v_3$ , а температура газа понизится до значения  $T_2$ , т.е. станет равной температуре теплоприёмника.

В этом положении поршня изоляция снимается, и рабочее тело в цилиндре сообщается с теплоприёмником. Если теперь давление на поршень увеличивать, то он будет перемещаться влево при неизменной температуре  $T_2$ . Следовательно, этот процесс сжатия будет изотермическим. В этом процессе удельная работа  $q_2$  перейдёт от рабочего тела в теплоприёмник.

Когда поршень, двигаясь влево, займет положение, определяемое точкой 4, рабочее тело с параметрами  $p_4$ ,  $v_4$ ,  $T_2$  изолируют от теплоприёмника. Дальнейшее сжатие рабочего тела совершается по *адиабате* 4-1 с повышением температуры. Положение поршня в точке 4 выбирается так, чтобы обеспечить возврат поршня в крайнее левое положение, в котором газ имеет первоначальные параметры  $p_1$ ,  $v_1$ ,  $T_1$ . Дальнейшее продолжение цикла происходит описанным выше образом.

Таким образом, цикл Карно теплового двигателя состоит из двух изотерм 1-2 и 3-4 и двух адиабат 2-3 и 4-1. Так как в этом цикле удельная теплота  $q_1$  подводится, а удельная теплота  $q_2$  отводится при постоянных температурах  $T_1$  и  $T_2$ , равных температурам теплоотдатчика и теплоприёмника, и выполняются условия обратимости процесса (отсутствуют потери трения и потери теплоты в окружающую среду, выдерживается равенство температур источников теплоты и рабочего тела во время подвода и отвода теплоты, обеспечивается равенство давлений и температур всей массы рабочего тела), то рассмотренный цикл Карно является *обратимым*.

Определим термический КПД цикла Карно для идеального газа. Для любого цикла, совершаемого рабочим телом массой 1 кг, термический КПД определяется по формуле

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1.$$

Так как в данном случае подвод и отвод теплоты происходят по изотермам 1-2 и 3-4, то в соответствии с уравнением (7.2) имеем:

$$q_1 = RT_1 \ln(v_2 / v_1), \ q_2 = RT_2 \ln(v_3 / v_4).$$

Следовательно,

$$\eta_t = 1 - \frac{RT_2 \ln(v_3 / v_4)}{RT_1 \ln(v_2 / v_1)}.$$

После сокращения на *R* получим

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2 \ln(v_3 / v_4)}{T_1 \ln(v_2 / v_1)}.$$
(8.3)

Для адиабат 2-3 и 4-1 можно записать, что

$$v_2 / v_3 = (T_2 / T_1)^{1/(k-1)},$$
 (8.4)

$$v_1 / v_4 = (T_2 / T_1)^{1/(k-1)}.$$
 (8.5)

Правые части уравнений (8.4) и (8.5) равны, следовательно, равны и левые части, т.е.  $v_2/v_3 = v_1/v_4$ . Меняя местами средние члены этой пропорции, получим, что  $v_2/v_1 = v_3/v_4$ .

После сокращения в выражении (8.3) получим расчётную формулу для определения термического КПД цикла Карно

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$
(8.6)

Анализ уравнения (8.6) показывает, что:

1) термический КПД прямого цикла Карно тем больше, чем меньше отношение термодинамических температур. Следовательно, для повышения экономичности прямого цикла Карно необходимо стремиться к повышению температуры теплоотдатчика и к понижению температуры теплоприёмника;

2) термический КПД теплового двигателя, работающего по циклу Карно, всегда меньше единицы. Он был бы равен единице при температуре теплоотдатчика  $T_1 = \infty$  или при температуре теплоприёмника  $T_2 = 0$ , но практически эти оба условия неосуществимы;

3) при равенстве температур  $T_1 = T_2$  термический КПД прямого цикла Карно равен нулю.

Термический КПД любого теплового двигателя, работающего по обратимому циклу Карно, не зависит ни от природы рабочего тела, ни от вида цикла, а зависит исключительно от отношения термодинамических температур теплоотдатчика и теплоприёмника.

Цикл Карно имеет для теплотехники важное значение. Он позволяет определить возможное наивысшее значение термического КПД, следовательно, предельное использование теплоты, которое может быть получено в заданных температурных границах. Таким образом, прямой обратимый цикл Карно является эталоном, с которым можно сравнивать экономичность реально существующих двигателей.

#### 8.4. Цикл Карно холодильной машины

Цикл Карно холодильной машины протекает следующим образом (рис. 8.6).

В начале цикла идеальный газ массой 1 кг находится в цилиндре холодильной машины при давлении  $p_1$ , температуре  $T_1$ , равной температуре теплоотдатчика, и удельном объеме  $v_1$  (точка 1). Цилиндр изолирован от внешней среды. Перемещение поршня вправо происходит по *адиабате* 1-2.





Температура газа в точке 2 снизится до  $T_2$ , равной температуре теплоприёмника. В точке 2 рабочее тело сообщается с этим источником теплоты и дальнейшее его расширение протекает по изотерме 2-3 с постоянной температурой  $T_2$ . В процессе 2-3 подводится удельная теплота  $q_2$  от теплоприемника к рабочему телу.

В точке 3 цилиндр снова изолируется от внешней среды. И при обратном ходе поршня происходит *адиабатное* сжатие по линии 3-4,

давление при этом повышается до  $p_4$ , удельный объём уменьшается до  $v_4$ , а температура газа повышается до  $T_1$ , равной температуре теплоотдатчика. В точке 4 рабочее тело сообщается с этим источником теплоты.

Затем давление увеличивается до  $p_1$ , удельный объём уменьшается до  $v_1$ , а температура газа остаётся неизменной и равной  $T_1$ . При изотермическом сжатии в процессе 4-1 удельная теплота  $q_1$  отводится от рабочего тела в теплоотдатчик.

Таким образом, цикл Карно холодильной машины состоит из двух адиабат 1-2 и 3-4 и двух изотерм 2-3 и 4-1. В результате совершения обратного цикла Карно от теплоприёмника отводится удельная теплота  $q_2$  и к теплоотдатчику подводится теплота  $q_1$ ; на совершение цикла затрачивается извне удельная работа  $l_0$ , графически определяемая на диаграмме пл.1234.

Холодильный КПД машины, работающей по циклу Карно, определяется по формуле (8.2). После подстановки в эту формулу выражений для  $q_1$  и  $q_2$ 

$$q_1 = RT_1 \ln(v_4 / v_1), \ q_2 = RT_2 \ln(v_3 / v_2)$$

и произведя необходимые сокращения, получим

$$\chi_t = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \,.$$

#### 8.5. Энтропия

Как известно, из всей подведённой в круговом процессе теплового двигателя теплоты  $Q_1$  в полезную работу переводится только ее часть, а именно  $Q_1$ - $Q_2$ . Теплота  $Q_2$ , передаваемая в теплоприёмник, является необходимой потерей, которую следует стремиться уменьшать.

Выясним, от каких факторов зависит эта потеря. Допустим, что совершается прямой обратимый цикл. Для такого цикла  $\eta_t = 1 - Q_2/Q_1 = 1 - T_2/T_1$ , откуда  $Q_2/Q_1 = T_2/T_1$ .

Решая это уравнение относительно  $Q_2$ , получим

$$Q_2 = (Q_1 / T_1) T_2.$$

Как видно из этого выражения, значение тепловой потери  $Q_2$  зависит от значения двух множителей: отношения  $Q_1/T_1$  и температуры  $T_2$ . Температура теплоприёмника  $T_2$  изменяется в небольших пределах, поэтому теплота  $Q_2$  зависит, главным образом, от отношения  $Q_1/T_1$ . Чем оно больше, тем больше потеря теплоты. Отношение Q/T называется *приведённой теплотой*.

Учитывая большое значение этого отношения, немецкий учёный Клаузиус ввёл в термодинамику особый параметр состояния, зависящий от этого отношения и названный энтропией.

В термодинамических расчётах представляет интерес не абсолютное значение энтропии, а лишь её изменение в процессе, которое зависит только от конечного и начального состояния рабочего тела.

$$S_2 - S_1 = Q_{1,2} / \overline{T} , \qquad (8.7)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  – начальная и конечная энтропии;  $\overline{T}$  – средняя термодинамическая температура рабочего тела при подводе или отводе теплоты.

Из последнего уравнения следует что:

1) при подводе теплоты к телу  $Q_2 > Q_1$  разность энтропии  $S_2 - S_1 > 0$ . Следовательно, энтропия тела увеличивается;

2) при отводе теплоты от тела  $Q_2 < Q_1$  энтропия тела уменьшается;

3) в адиабатном процессе  $Q_{1,2} = 0$ . Следовательно, энтропия тела не изменяется. Такой процесс называется *изоэнтропийным*, т.е. протекающий при постоянном значении энтропии.

В изотермическом процессе  $T_1 = T_2 = T = const$ , поэтому в уравнении (8.7) следует подставлять T вместо  $\overline{T}$ .

Изменение энтропии идеального газа в изохорном и изобарном процессах может быть подсчитано по следующим формулам:

- для изохорного процесса

$$S_2 - S_1 = m c_v \ln(T_2 - T_1); \tag{8.8}$$

- для изобарного процесса:

$$S_2 - S_1 = m c_p \ln(T_2 - T_1). \tag{8.9}$$

При совершении круговых процессов одни тела, участвующие в процессе, получают теплоту, следовательно, их энтропия увеличивается, другие тела ее отдают и поэтому их энтропия уменьшается. В любом обратимом цикле энтропия не изменяется, если система изолирована.

Если же в изолированной системе протекают реально осуществляемые тепловые процессы, т.е. необратимые процессы, то в этом случае энтропия системы всегда возрастает.

Как известно, обратимый цикл состоит из обратимых процессов. Одним из условий обратимости является равенство температур теплового источника и рабочего тела, когда между ними происходит теплообмен.

В реальных необратимых циклах тепловых двигателей в процессе теплообмена всегда существует разница между температурами тепловых источников (теплоотдатчика и теплоприёмника) и рабочего тела. При подводе теплоты в необратимом цикле температура рабочего тела  $T_1^H$  ниже температуры  $T_1$ , а при отводе теплоты температура рабочего тела  $T_2^H$  выше температуры теплоприёмника  $T_2$ .

Таким образом, отношение температур  $T_2/T_1 < T_2^H/T_1^H$ , т.е. отношение температур наименьшей к наибольшей в обратном цикле меньше, чем в необратимом. Это значит, что термический КПД обратимого процесса выше необратимого. Поэтому работа цикла в необратимом процессе будет ниже, чем в обратимом при одинаковых значениях внешних источников – теплоотдатчика  $T_1$  и теплоприёмника  $T_2$ :

$$L_0^{\rm H} = \eta_t^{\rm H} Q_1 < L_0 = \eta_t Q_1.$$

Поэтому, если для обратного цикла справедливо выражение

$$\eta_t = 1 - Q_2/Q_1 = 1 - T_2/T_1$$
,

то для необратимого цикла

$$\eta_t^H = 1 - Q_2^H / Q_1^H < 1 - T_2 / T_1.$$

Следовательно, для необратимого цикла

$$\begin{aligned} Q_2^H / Q_1^H > T_2 / T_1 \\ Q_2^H / T_2 > Q_1^H / T_1. \end{aligned}$$

ИЛИ

Это значит, что уменьшение энтропии теплоприёмника  $Q_2^H/T_2$  больше увеличения энтропии теплоотдатчика  $Q_1^H/T_1$ . Энтропия же рабочего тела и в результате необратимого процесса остаётся без изменения. Таким образом, энтропия системы в необратимом цикле увеличивается.

### 8.6. Тѕ-диаграмма

Поскольку энтропия или удельная энтропия (энтропия, отнесенная к единице массы газа) является параметром состояния, то она может быть использована для изображения термодинамических процессов. На одной из осей откладывается значение удельной энтропии *s*, а на другой – температура *T* или удельная энтальпия *i*. В системе координат *T-s* за нуль энтропии условно принимается ее значение при температуре 0 <sup>0</sup>C = 273,12 К и давлении 101325 Па.

На *Тs*-диаграмме изотермический и адиабатный процессы изображаются в виде прямых линий. Изотерма представляет собой прямую 1-2.

Увеличение удельной энтропии связано с подводом теплоты к рабочему телу. В изотермическом процессе теплота проводится при расширении рабочего тела. Поэтому изотерма расширения вещества изобразится линией, идущей вправо, а изотерма сжатия – линией, идущей влево (рис. 8.7).

В адиабатном процессе изменение удельной энтропии равно нулю, т. е.  $s_1 - s_2 = 0$ . Это значит, что адиабата на *Ts*-диаграмме параллельна оси ординат (рис. 8.8). Так как при адиабатном сжатии температура рабочего



Рис. 8.7. Изотерма на *Ts*-диаграмме Рис. 8.8. Адиабата на *Ts*-диаграмме

тела повышается, а при расширении – понижается, то процесс адиабатного расширения изображается вертикалью, идущей вниз, а процесс адиабатного сжатия – вертикалью, идущей вверх.

Рассмотрим теперь, как на *Ts*-диаграмме изображаются *изохорный* и *изобарный* процессы идеальных газов. Изменения удельной энтропии в этих процессах могут быть определены по формулам (8.8) и (8.9).

Допустим, что начальное состояние газа в данных процессах определяется точкой 1 (рис. 8.9). Задаваясь промежуточными значениями температур  $T_1$  и  $T_2$ , получим ряд промежуточных значений энтропии.



Рис. 8.9. Взаимное расположение изохоры и изобары на *Ts*-диаграмме

Рис. 8.10. Определение на *Ts*диаграмме количества подводимой и отводимой теплоты

Таким образом определяются точки для изохоры 1-2 и изобары 1-2'. Как видно на *Ts*-диаграмме, изохора располагается круче изобары, так как из формул (8.8) и (8.9) видно, что удельная энтропия в изобарном процессе будет изменяться в большей степени, чем в изохорном, так как  $c_p > c_y$ .

*Ts*-диаграмма дает возможность графически определять удельное количество теплоты, сообщаемой рабочему телу или отнимаемой от него.

Пусть линия 1-2 изображает произвольный процесс изменения состояния рабочего тела на *Ts*-диаграмме (рис. 8.10). Заменим на этом рисунке пл. 1234 равновеликой ей площадью прямоугольника 5634, имеющей основание 4-3, графически определяющее изменение энтропии, и высоту 6-3 – среднюю температуру  $\overline{T}$ . Тогда

пл. 1234 = пл. 5634 =  $(s_2 - s_1) \cdot \overline{T} = q_{1,2}$ .

Следовательно, на *Ts*-диаграмме площадь, ограниченная линией процесса, ее крайними ординатами и осью абсцисс, определяет количество подведенной или отведенной удельной теплоты. Поэтому *Ts*-диаграмму иногда называют тепловой диаграммой.

Если линия процесса идет вправо, что указывает на рост энтропии, то теплота подводится к рабочему телу. Если линия процесса идет влево и энтропия уменьшается, то теплота отводится. *Тs*-диаграмма позволяет графически <sup>Т</sup> определять термический КПД и полезную работу цикла. Изобразим в осях *T*-*s* прямой цикл 1-m-2-n-1 (рис. 8.11). Термический КПД такого цикла вычисляется по уравнению

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

где  $q_1$  – абсолютное значение удельной теплоты, подводимой от теплоотдатчика к рабочему телу и графически определяемое пл. 1m234;  $q_2$  – абсолютное значение удельной теплоты, отводимой от рабочего тела в теплоприемник и графически определяемой пл. 1n234.



Рис. 8.11. Нахождение термического КПД прямого цикла на *Ts*-диаграмме

Пл. 1m2n1 представляет собой удельную теплоту, превращенную в удельную работу прямого цикла:  $l_0 = q_1 - q_2$ .

Таким образом, удельная работа прямого цикла определяется графически на *Тs*-диаграмме как площадь, ограниченная линией цикла.

Прямой цикл Карно на *Ts*-диаграмме изображается прямоугольником 1234 (рис. 8.12, *a*). Он состоит из двух изотерм – расширения (1-2) и сжатия (3-4), а также двух адиабат – расширения (2-3) и сжатия (4-1).



Рис. 8.12. Прямой (a) и обратный (б) цикл Карно на Ts-диаграмме

Количество подведенной к рабочему телу теплоты графически изображается пл. 1256, количество отведенной теплоты – пл. 4356, теплота, превращаемая в работу, – пл. 1234.

Как известно, для цикла Карно  $\eta_t = (T_1 - T_2)/T_1$ . На *Ts*-диаграмме это отношение равно отношению отрезков 2-3 и 2-5. Обратный цикл Карно для холодильной машины изображается на *Ts*-диаграмме прямоугольником 1234 (рис. 8.12, *б*). В отличие от прямого цикла этот цикл протекает против часовой стрелки.

Из диаграммы видно, что теплота подводится к теплоотдатчику (пл. 1456) в большем количестве, чем отводится от теплоприёмника (пл. 2356) на удельную работу  $l_0$  изображаемую пл. 1234.

Холодильный коэффициент обратимой холодильной машины определяется графически как отношение отрезка 4-5 к отрезку 4-3.

## 8.7. Энтропия и работоспособность изолированной системы

Допустим, совершается прямой цикл Карно, работа которого равна

$$L = \eta_t Q_1,$$

где  $\eta_t$  – термический КПД цикла, равный 1- $T_2/T_1$ ;  $Q_1$  – подведённая теплота. Энтропия тел, в котором совершается цикл Карно, не изменяется.

Предположим теперь, что совершается необратимый цикл теплового двигателя, который отличается от цикла Карно тем, что при подводе теплоты температура рабочего тела  $T'_1$  ниже температуры теплоотдатчика  $T_1$ .

Тогда для необратимого цикла термический КПД

$$\eta_t^{\scriptscriptstyle H} = \frac{T_2}{T_1^{\:}},$$

а работа цикла  $L_0^{H} = \eta_t^{H} \cdot Q_1$ . Так как  $T_1' < T_1$ , то  $\eta_t^{H} < \eta_t$ , поэтому  $L_0^{H} < L_0$  (при одинаковых значениях  $Q_1$ ).

Следовательно, в изолированной системе необратимость цикла влечёт за собой потерю работы:

$$L_{0} - L_{0}^{H} = \eta_{t} \cdot Q_{1} - \eta_{t}^{H} \cdot Q_{1} = Q_{1} \cdot \left(\eta_{t} - \eta_{t}^{H}\right) = Q_{1} \cdot \left[\left(1 - \frac{T_{2}}{T_{1}}\right) - \left(1 - \frac{T_{2}}{T_{1}}\right)\right].$$

Окончательно получим:

$$L_0 - L_0^{\mathcal{H}} = Q_1 \cdot [T_2(1/T_1' - 1/T_1)].$$
(8.10)

Одновременно происходит увеличение энтропии системы тел, в которой протекает необратимый цикл. Это увеличение может быть определено по уравнению

$$S_2 - S_1 = Q_1 / T_1' - Q_2 / T_2. \tag{8.11}$$

Необратимость рассматриваемого цикла заключается только в необратимости изотермы, по которой подводится теплота, так как температуры теплоотдатчика  $T_1$  и рабочего тела  $T'_1$  не равны между собой. Отвод тепло-

ты происходит по обратимому изотермическому процессу, в котором температуры теплоприёмника и рабочего тела одинаковы и равны  $T_2$ .

Следовательно, при совершении данного необратимого цикла увеличение энтропии теплоприёмника равно  $Q_2/T_2$ . Но для цикла Карно  $Q_2/T_2 = Q_1/T_1$ , поэтому для необратимого цикла после подстановки это равенства в уравнение (8.11) получим

$$S_2 - S_1 = Q_1 / T_1' - Q_2 / T_2 = Q_1 \cdot (1 / T_1' - 1 / T_1)$$
$$S_2 - S_1 = \frac{Q_1}{T_1'} - \frac{Q_2}{T_2} = .$$

Сопоставляя уравнения (8.10) и (8.11), имеем

$$L_0 - L_0^{\mathcal{H}} = T_2 \, (S_2 - S_1),$$
  
$$\Delta L_0 = T_2 \, \Delta S. \tag{8.12}$$

Таким образом, чем больше увеличивается энтропия изолированной системы, в которой совершаются необратимые циклы, тем больше потеря работы по сравнению с обратимым циклом.

## 8.8. Эксергетический метод исследования

Основным назначением теплоэнергетических установок является преобразование химической энергии топлива в механическую работу. В настоящее время в термодинамике применяют два подхода к исследованию энергетических превращений в установках.

Первый подход основан на количественных методах анализа циклов. Эти методы основаны на применении первом и втором начал термодинамики и позволяют найти связи между количеством теплоты, работы и параметрами системы. Путем составления энергетического баланса системы можно найти коэффициенты, характеризующие исследуемый цикл (термодинамический КПД и т.д.) и сравнить их с коэффициентами соответствующих идеальных циклов.

Второй способ основан на качественном анализе термодинамических циклов.

В земных условиях теплоприемником является окружающая среда (атмосферный воздух и вода различных водоемов), температура *T*<sub>2</sub> которой изменяется в небольших пределах.

В качестве источников теплоты для современных теплоэнергетических установок используются продукты сгорания органического топлива, тепло ядерных реакций, утилизационное тепло, солнечное излучение, тепло горячих источников и т.д. Температура этих источников может меняться в широких пределах. Количественное превращение теплоты зависит от температуры теплоотдатчика  $T_1$  (так как  $T_2$  изменяется мало), которая определяет качественную неравноценность различных источников теплоты, т.е. за счет одинаковой теплоты по количеству, но различной по качеству (по температуре  $T_1$ ) совершается разное количество работы. При уменьшении температуры теплоотдатчика энергия, сохраняясь количественно, качественно деградирует, что означает уменьшение ее способности превращаться в механическую энергию.

Реальные процессы, протекающие в теплоэнергетических установках, необратимы. Известно, что с увеличением необратимости процесса увеличивается приращение энтропии, а значит уменьшается работоспособность системы. Для выяснения путей увеличения работоспособности циклов или, другими словами, повышения их термодинамического совершенства, введено понятие эксергии.

Максимальная работоспособность системы, получаемая в обратимом процессе от данного состояния до равновесия с окружающей средой, называется эксергией. Она является мерой, определяющей работоспособность различных энергетических ресурсов (в частности, мерой пригодности источников тепла для использования их в теплосиловых установках в данных условиях окружающей среды). Понятие эксергии оказывается очень ценным при анализе тепловых и холодильных процессов, при решении технико-экономических и других задач. Эксергия обозначается символом  $E_x$  и измеряется в джоулях.

Поскольку обмен энергией замкнутой термодинамической системы с окружающей средой происходит в форме работы и теплоты, а через открытые системы может проходить поток вещества, целесообразно определять эксергию работы  $E_{\rm L}$ , теплоты  $E_{\rm q}$  и потока  $E_i$ .

## 8.9. Эксергия рабочего тела

Под эксергией рабочего тела понимают максимальную работу, которую можно получить от системы, состоящей из рабочего тела и окружающей среды, имеющей бесконечную теплоемкость. Причем рабочее тело может быть как неподвижным, так и находящимся в потоке.

Рассмотрим обратимый переход неподвижного рабочего тела из неравновесного состояния в равновесное. В последнем случае, как известно, может быть получено максимальное количество работы. Выведем формулу для этой работы. Для того чтобы рабочее тело находилось в состоянии равновесия с окружающей средой, необходимо изменить его внутреннюю энергию. Согласно уравнению первого начала термодинамики dU = dQ - dL. Отсюда видно, что изменить внутреннюю энергию рабочего тела можно либо за счет подвода или отвода теплоты dQ, либо за счет совершения работы dL. Если процесс обратим, то рабочее тело будет получать или отдавать теплоту при постоянной температуре. Тогда, согласно уравнению второго начала термодинамики,

$$dQ = T_0 dS$$
,

где *T*<sub>0</sub> – температура окружающей среды.

Объединяя уравнения первого и второго начал термодинамики в одно, получим:

$$dL = T_0 dS - dU$$
.

По этой формуле находится работа, которую совершит термодинамическая система при обратимом переходе из неравновесного состояния в состояние равновесия с окружающей средой без учета работы, затраченной системой на преодоление сил давления окружающей среды (работа выталкивания окружающей среды), которая определяется по формуле

$$dL_0 = p_0 \, dV \,,$$

где *p*<sub>0</sub> – давление окружающей среды, *dV* – изменение объема рабочего тела.

Формула для определения максимальной работы, которую может совершить система, будет иметь вид:

$$dL_{\max} = T_0 \, dS - dU - p_0 \, dV \, .$$

После интегрирования последнего уравнения получим:

$$L_{\max} = E_L = (U_1 - U_2) - p_0(V_2 - V_1) - T_0(S_1 - S_2),$$

где индексы 1 и 2 характеризуют состояние рабочего тела (системы) до и после приведения его в состояние равновесия с окружающей средой;  $(U_1 - U_2)$  – работа обратимого адиабатного процесса приведения рабочего тела в состояние равновесия с окружающей средой;  $T_0(S_1 - S_2)$  – работа, затраченная на приращение энтропии рабочего тела.

Из этой формулы следует, что максимальная работа (эксергия), которую можно получить от рассматриваемого рабочего тела, полностью определяется состоянием рабочего тела в начале и конце процесса, и не будет зависеть от пути процесса. Следовательно, эксергия неподвижного рабочего тела является функцией состояния рабочего тела и окружающей среды.

В том случае, когда в системе имеют место необратимые изменения состояния, будем иметь

$$L = E_L = L_{\max} - T_0 \,\Delta S_{\text{Heofp}},$$

где  $T_0 \Delta S_{heo\delta p}$  – потеря работоспособности системы,  $\Delta S_{heo\delta p} = \Delta S_0 - \Delta S$  – увеличение энтропии системы, вследствие необратимости протекающих процессов ( $\Delta S_0$  – изменение энтропии окружающей среды,  $\Delta S$  – изменение энтропии рабочего тела).

# 8.10. Эксергия потока рабочего тела

Пусть единица массы стационарного потока рабочего тела на входе в канал имеет параметры  $u_1$ ,  $v_1$ ,  $s_1$ ,  $T_1$  и  $p_1$ , а на выходе  $-u_2$ ,  $v_2$ ,  $s_2$ ,  $T_2$  и  $p_2$ . Параметры окружающей среды  $-u_0$ ,  $v_0$ ,  $s_0$ ,  $T_0$  и  $p_0$ .

Работа потока, затраченная на преодоление давления окружающей среды (работа проталкивания в окружающую среду), при отсутствии равновесия с ней будет:

$$p_1v_1 - p_0v_1 = v_1(p_1 - p_0).$$

Кроме того, поток рабочего тела обладает кинетической энергией в количестве  $w_1^2/2$ , которая в состоянии равновесия с окружающей средой принимает нулевое значение. Учитывая работу проталкивания и кинетическую энергию потока рабочего тела, формула эксергии единицы массы стационарного потока принимает вид:

$$l_{\max} = e_{h\max} = (u_1 - u_0) - p_0(v_0 - v_1) - T_0(s_1 - s_0) + v_1(p_1 - p_0) + w_1^2/2 =$$
$$= i_1 - i_0 + w_1^2/2 - T_0(s_1 - s_0).$$

Из этой формулы видно, что максимальная работа является функцией состояния системы, зависящей от начальных параметров потока и параметров окружающей среды.

Снижение работоспособности потока между состояниями 1 и 2 определяется по формуле

$$\Delta l = (i_1 - T_0 s_1 + w_1^2 / 2) - (i_0 - T_0 s_2 + w_2^2 / 2)$$

В том случае, когда можно пренебречь изменением скорости потока, потеря эксергии будет

$$\Delta l = -\Delta e_i = i_1 - i_2 - T_0(s_1 - s_2).$$

#### 8.11. Эксергия теплоты

При термодинамическом анализе теплоэнергетических установок во многих случаях приходится оценивать работоспособность той теплоты, которая преобразуется в работу в циклах.

Для ознакомления с эксергией теплоты воспользуемся термодинамической системой, состоящей из рабочего тела и двух источников теплоты: теплоотдатчика с температурой  $T_1$  и теплоприемника, которым является окружающая среда с температурой  $T_0$ . Выбор окружающей среды в качестве теплоприемника объясняется тем, что эта среда является для наземных тепловых станций естественным тепловым источником с низшей температурой.

Эксергией теплоты  $Q_1$ , отводимой от теплоотдатчика с температурой  $T_1$ , называется та максимально полезная работа, которая может быть полу-

чена за счет этой теплоты, если бы рабочее тело доводилось до состояния равновесия с окружающей средой, т. е. до температуры  $T_0$  и давления  $p_0$ .

Как известно, для получения максимальной полезной работы в заданных температурных границах нужно, чтобы в системе протекал обратимый цикл Карно. Эта работа равна

$$L_0 = L_{max} = Q_1 \cdot \eta_t,$$

где  $\eta_t$  – термический КПД цикла Карно;  $Q_1$  – теплота, отводимая от теплоотдатчика;  $L_0$  – работа цикла Карно;  $L_{max}$  – максимальная работа обратимого цикла.

Так как  $\eta_t = 1 - T_0/T_1$ , то  $L_{max} = Q_1 \cdot (1 - T_0/T_1)$ . Значит,

$$E_q^0 = Q_1 \cdot (1 - T_0 / T_1), \qquad (8.13)$$

где  $E_q^0$  – эксергия обратимого цикла.

В соответствии с этим уравнением эксергия необратимого цикла при одном и том же значении подводимой к рабочему телу теплоты  $Q_1$  выражается уравнением

$$E_q^{H} = Q_1 \cdot (1 - T_0 / T_1'), \qquad (8.14)$$

где  $T_1'$  – термодинамическая температура рабочего тела, которая меньше температуры теплоотдатчика  $T_1$ .

Из сопоставления уравнений (8.13) и (8.14) нетрудно убедиться, что  $E_q^0 > E_q^{H}$ , т.е. что в необратимых циклах происходит потеря эксергии  $\Delta E_q$ .

Взяв эти два уравнения за исходные, путем преобразования, подобных тем, которые были сделаны для определения  $\Delta L_0$ , получим уравнение для определения потери эксергии  $\Delta E_q$ :

$$\Delta E_q = T_0 \Delta S_c, \qquad (8.15)$$

где  $\Delta S_{C}$  – изменение энтропии системы.

Сопоставив уравнения (8.12) и (8.15), видим, что оба уравнения одного вида, так как эксергия – это работоспособность.

Уравнение (8.15) позволяет подсчитать потерю эксергии в зависимости от значения температуры  $T_0$  и приращения энтропии  $\Delta S$ . В реальных условиях температура  $T_0$  изменяется в незначительном интервале температур, поэтому ее можно принимать как постоянную величину. При таком допущении потеря эксергии зависит лишь от изменения энтропии  $\Delta S$ .

Выясним, как подсчитывается изменение энтропии системы в необратимом процессе теплообмена между двумя источниками теплоты: теплоотдатчиком с температурой  $T_1$  и теплоприемником с более низкой температурой  $T_1'$ . В таком процессе теплота Q отводится от теплоотдатчика

при постоянной температуре *T*<sub>1</sub>. Таким образом, энтропия его уменьшится и может быть определена по уравнению

$$\Delta S = -Q/T_1.$$

К теплоприемнику эта теплота подводится при постоянной температуре  $T_1$ ', поэтому энтропия его увеличивается и определяется по уравнению

$$\Delta S' = Q / T_1'.$$

В результате изменение энтропии системы составит:

 $\Delta S_c = \Delta S' + \Delta S = Q/T_1' - Q/T_1 = Q(1/T_1' - 1/T_1) = Q[(T_1 - T_1')/(T_1' \cdot T_1)].$ 

Как уже отмечалось, потеря эксергии тем больше, чем больше приращение энтропии, вызванное необратимостью процесса. Степень необратимости или степень термодинамического совершенства процесса определяется эксергетическим КПД  $\eta_{E_a}$ .

Этот КПД может быть вычислен по уравнению

$$\eta_{E_q} = L_{\mathcal{H}} / L_0,$$

где  $L_{\mu}$  – фактически полученная работа;  $L_0$  – работа, которая могла быть получена, если бы процесс протекал обратимо.

В процессах без совершения работы (в процессах теплообмена) этот коэффициент можно определить по уравнению

$$\eta_{E_q} = E_{q_{Bblx}} / E_{q_{Gblx}}$$

Здесь  $E_{q_{6x}}$  – эксергия на входе, определяемая по уравнению (8.13);  $E_{q_{6bx}}$  – эксергия на выходе.

Из-за необратимости реальных процессов, обусловленной тем, что  $T_1 > T_1'$ , эксергия  $E_{q_{BMX}}$  находится по уравнению

$$E_{q_{Bblx}} = Q_1 \cdot (1 - T_0 / T_1').$$

Нетрудно убедиться в том, что  $\eta_{Eq}$  является *мерой необратимости*. Действительно, если бы процесс был обратимым, т.е. температуры  $T_1 = T_1$ ' то  $E_{q_{6blx}} = E_{q_{6x}}$  и  $\eta_{E_q}$  был бы равен единице.

На использовании эксергетического КПД основан метод подсчета потерь работоспособности теплосиловых установок, суть которых состоит в следующем. Все частные процессы, протекающие в устройствах, составляющих теплосиловую установку, рассматриваются как самостоятельные термодинамические системы, каждая из которых имеет свои источники теплоты и свои эксергии на входе и выходе. Каждая из таких систем может быть исследована, т.е. определена потеря работоспособности в ней без необходимости предварительного выяснения потери теплосиловой установки в целом. Эксергетический метод анализа теплосиловых установок оказывается проще других аналогичных методов. Кроме того, он позволяет относительно просто находить те частные процессы, в которых особенно велики потери работоспособности от необратимости процесса, и где необходимо улучшить качество процесса, т.е. степень его термодинамического совершенства.

В результате принятых мер удается повысить работоспособность установки без увеличения расхода топлива только за счет уменьшения потерь работоспособности от необратимости процесса.

На рис. 8.13 приводится типичный баланс теплоты паротурбинной установки, работающей на электрогенератор. По этому балансу тепловые

потери в котлоагрегате оцениваются всего в 9 % от всей подведенной теплоты, а при эксергетическом анализе потери составляют примерно 40 %. Такая ощутимая разница объясняется тем, что в балансе теплоты учитываются лишь количественные, т.е. чисто внешние показатели работы установки, и не учитываются внутренние потери теплоты в самой установке, вызванные невысоким качеством протекающих в ней процессов. Эти потери эксергии вызываются большой разностью температур источников теплоты и рабочего тела.



Рис. 8.13. Тепловой баланс паротурбинной установки

Таким образом, эксергетический (качественный) метод анализа работы теплосиловых установок дает более правильные результаты, чем балансовый (количественный метод).

## 8.12. Регенеративный цикл

Термин регенерация (восстановление) в теплотехнике означает использование для подогрева рабочего тела части теплоты, отводимой в атмосферу. Таким образом, регенерация позволяет улучшить использование теплоты в теплосиловых установках, а, следовательно, повысить термический КПД цикла. Как дальше будет сказано, регенерация теплоты нередко используется в газо- и паротурбинных установках.

*Тs*-диаграмма регенеративного цикла показана на рис. 8.14. Этот цикл, состоящий из двух изотерм 4-1 и 2-3 и двух политроп 1-2 и 3-4, про-



Рис. 8.14. Изображение регенеративного цикла в *Ts*-диаграмме

следующим образом. текает По верхней изотерме 4-1 к рабочему телу массой 1 кг подводится удельная теплота q<sub>1</sub>. От точки 1 начинается процесс расширения, но он идет не по адиабате 1-5, как он шел бы в цикле Карно, а по некоторой политропе 1-2 с отводом теплоты регенерации q<sub>p</sub>. Точка 2 располагается на диаграмме левее точки 5, так как вследствие отвода теплоты в процессе 1-2 удельная энтропия рабочего тела уменьшается. По нижней изотерме 2-3 теплота  $q_2$  отводится в теплоприемник.

От точки 3 начинается процесс сжатия по некоторой политропе 3-4 с подводом теплоты  $q_p$ . Поскольку вся теплота  $q_p$ , отбираемая в процессе 1-2, подводится в процессе 3-4, то можно рассматривать линию 1-2 как линию 3-4, передвинутую вправо, а заштрихованные на рисунке площади, определяющие одну и ту же теплоту  $q_p$ , считать одинаковыми. Это значит, что если одну из этих площадей наложить на другую, то они полностью совпадут, и получится цикл Карно 1-5-6-4. Следует отметить, что теплота  $q_p$  в установке не расходуется, ее нужно затратить только один раз при пуске установки в ход. Следовательно, термический КПД рассматриваемого цикла 1-2-3-4 можно считать равным отношению пл. 1564 к пл. 4197, как и для термического КПД цикла Карно, совершаемого в тех же температурных границах, что и цикл 1-2-3-4. В связи с этим регенеративный цикл называется также обобщенным циклом Карно.

## 8.13. Примеры решения задач

#### Пример 8.1

При совершении некоторого обратимого цикла в тепловом двигателе к рабочему телу подводится теплота в количестве 420 МДж; при этом двигатель совершает работу 196 МДж.

Чему равен термический КПД цикла? *Решение*.

$$\eta_t = \frac{L_0}{Q_1} = \frac{196 \cdot 10^6}{420 \cdot 10^6} = 0,468$$
 (или 46,8 %).

Следовательно, в этом цикле в работу переводится 46,8 % всей теплоты, получаемой от теплоотдатчика, а остальные 53,2 % отводится в холодильник.

## Пример 8.2

Исследовать цикл Карно, совершаемый воздухом, если параметры точки 1 следующие:  $p_1 = 2$  МПа и  $T_1 = 600$  К, а параметры в точке 3:  $p_3 = 120$  кПа и  $T_3 = 300$  К.

Решение.

1) Параметры рабочего тела в характерных точках цикла.

Точка 1. Очевидно, что  $p_1 = 2$  МПа и  $T_1 = 600$  К.

Удельный объём воздуха определим по уравнению состояния

 $v_1 = R \cdot T_1 / p_1 = 287 \cdot 600 / (2 \cdot 10^6) = 0,086 \text{ m}^3 / \text{kg}.$ 

Точки **2** и **3**. Для этих точек, принадлежащих адиабате 2-3:  $T_2 = 600$  K,  $p_3 = 120$  кПа,  $T_3 = 300$  K. Удельный объем найдем из уравнения состояния

 $v_3 = R \cdot T_3 / p_3 = 287 \cdot 300 / (120 \cdot 10^3) = 0,718 \text{ m}^3/\text{kr}.$ 

Из уравнения адиабаты 2-3

$$T_2 / T_3 = (v_3 / v_2)^{\kappa-1}$$

находим  $v_2$ :

 $v_2 = v_3 \cdot (T_3 / T_2)^{1/(k-1)} = 0,718 (300/600)^{1/(1,4-1)} = 0,127 \text{ m}^3/\text{kg}.$ 

По уравнению изотермы 1-2  $p_1/p_2 = v_2/v_1$  находим  $p_2$ :

 $p_2 = p_1 (v_1/v_2) = 2 \cdot 10^6 \cdot (0,086/0,127) = 1,35$  MIIa.

Точка 4. Температура в этой точке  $T_4 = 300$  К. Так как  $v_2/v_1 = v_3/v_4$ , то

 $v_4 = v_3(v_1/v_2) = 0,718(0,086/0,127) = 0,486 \text{ m}^3/\text{kg}.$ 

По уравнению состояния находим давление *p*<sub>4</sub>:

 $p_4 = R \cdot T_4 / v_4 = 287 \cdot 300 / 0,486 \Pi a = 177 к \Pi a.$ 

2) Определим удельную работу цикла. Найдем предварительно значения удельных работ изменения объёма на отдельных участках цикла:

а) по изотерме расширения 1-2

 $l_{1,2} = R \cdot T_1 \cdot \ln(v_2/v_1) = 287 \cdot 600 \cdot \ln(0, 127/0, 086) = 67,4 \text{ KJ} \text{K/KF};$ 

б) по адиабате расширения 2-3

 $l_{1,2} = R \cdot (T_2 - T_3)/(k-1) = 287 \cdot (600-300)/(1, 4-1) = 215$  кДж/кг; в) по изотерме сжатия 3-4

 $l_{3,4} = \text{R} \cdot T_4 \ln(v_3/v_4) = 287 \cdot 300 \cdot \ln(0,718/0,486) = 33,7 кДж/кг;$ г) по адиабате сжатия 4-1

 $l_{4,1} = R \cdot (T_2 - T_3) / (k-1) = 287 \cdot (600 - 300) / (1,4-1) = 215$ кДж /кг. Удельная работа цикла:

 $l_0 = l_{1,2} + l_{2,3} - l_{3,4} - l_{4,1} = (67, 4 + 215 - 33, 7 - 215) \cdot 10^3 = 33,7$  кДж /кг.

3) Термический КПД найдем по уравнению (8.6):

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - (300 / 600) = 0.5.$$

КПД можно найти и по более общей формуле:  $\eta_t = l_0/q_1$ , где  $l_0$  – удельная работа цикла;  $q_1$  – удельная теплота, подведённая к рабочему телу от теплоотдатчика. В цикле Карно эта теплота подводится по изотерме 1-2, а это значит, что  $q_1 = l_{1,2} = 67,4$  кДж/кг. Следовательно,  $\eta_t = l_0/q_1 = 33,7/67,4 = 0,5$ .

#### Пример 8.3

Найти изменение энтропии идеального газа массой 1 кг в результате совершения им сложного процесса 1-М-2, состоящего из двух последова-



р

тельно протекающих простых процессов (рис. 8.15): изохорного 1-М, в котором давление изменяется от  $p_2 = p_1/2$ , и изобарного процесса М-2, в котором удельный объём изменяется от  $v_1$  до  $v_2$ , причём  $v_2 = 2 v_1$ .

Решение.

В изохорном процессе идеального газа его термодинамическая температура в соответствии с законом Шарля уменьшается в  $\overline{v}$  2 раза, т.е.  $T_{\rm M}=T_1/2$ . Используя формулу (8.8), получим

 $s_{\rm M} = c_{\rm V} \cdot \ln(T_{\rm M}/T_1) = c_{\rm V} \ln(1/2) = -c_{\rm V} \cdot \ln 2.$ 

В новом процессе термодинамическая температура газа в соответствии с законом Гей-Люссака увеличивается в два раза по сравнению с температурой в точке М, т.е.  $T_2 = 2T_{\rm M}$ , так что в конечном счёте  $T_2 = T_1$ . Поэтому, используя формулу (8.9) и равенство  $c_p = kc_v$ , получим

$$s_2 \cdot s_{\mathrm{M}} = c_p \cdot \lg(T_2/T_{\mathrm{M}}) = c_p \cdot \lg 2 = k c_v \cdot \lg 2.$$

Находим окончательно изменение энтропии процесса 1-М-2:

$$s_2 - s_1 = (s_M - s_1) + (s_2 - s_M) = -c_v \cdot \ln 2 + k c_v \lg 2 = (k - 1) c_v \cdot \ln 2.$$
(8.16)

Учитывая равенство конечной и начальной температур в результате сложного цикла 1-М-2, определим изменение энтропии в изометрическом процессе 1-2, для которого изменение энтропии

$$s_2 - s_1 = \frac{q_{1,2}}{T} = RT_1 \ln(v_2 / v_1) / T_1 = R \lg 2.$$
 (8.17)

Поскольку  $c_p - c_v = R$  или  $\frac{c_p}{c_v} - \frac{c_v}{c_v} = \frac{R}{c_v}$ , или  $k - 1 = \frac{R}{c_v}$ , то окончательно получим  $R = (k - 1)c_v$ .
Подставляя это значение R в уравнение (8.17), видим: оно принимает вид уравнения (8.16), что и следовало ожидать, так как удельная энтропия – параметр состояния и изменение ее не зависит от вида процесса, а только от начального и конечного состояний вещества.

#### Пример 8.4

Имеется идеальный газ массой 1 кг при температуре 0 <sup>0</sup>С и газ той же массы 1 кг, но при температуре 100 <sup>0</sup>С. Найти изменение энтропии этих двух газов в результате их смешения при постоянном давлении. Удельная теплоемкость газов  $c_p = 1 \text{ кДж/(кг·K)}$ . Теплообмен с внешней средой от-сутствует.

Решение.

В результате смешения при p = const получим газ массой 2 кг и температурой, равной примерно 50 <sup>0</sup>C.

Этот процесс смешения необратим, так как нельзя снова получить из смеси 1 кг газа с температурой 0  $^{0}$ C и 1 кг газа с температурой 100  $^{0}$ C. Необратимость означает увеличение энтропии.

Изменение энтропии горячего газа составляет:

$$(S_2 - S_1)_I = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} = 1.10^3 \cdot \ln \frac{323}{373} = -144 \, \text{Дж/K}.$$

Изменение энтропии холодного газа составляет

$$(S_2 - S_1)_{II} = mc_p \ln \frac{T_2}{T_1} = 1.10^3 \cdot \ln \frac{323}{273} = 168 \text{ Дж/K}.$$

Изменение энтропии обоих газов при смешении

$$(S_2 - S_1)_{II} + (S_2 - S_1)_I = 168 - 144 = 24 \, \text{Дж/K}.$$

# Пример 8.5

В котельной установке при температуре окружающей среды  $t_0 = 25$  °C вырабатывается пар с температурой  $t_n = 550$  °C. Температура продуктов сгорания в топке  $t_1 = 1727$  °C, теплота сгорания топлива  $q_p^H = 42$  МДж/кг. Найти эксергию теплоты топочных газов, получаемого пара и эксергетический КПД.

Решение.

Эксергия теплоты топочных газов равна

$$e_{q1} = q_p^{H} \left( 1 - \frac{T_0}{T_1} \right) = 42 \cdot \left( 1 - \frac{273 + 20}{273 + 1727} \right) = 35,74 \text{ MДж/кг.}$$

Эксергия теплоты полученного пара

$$e_{q2} = q_p^{H} \left( 1 - \frac{T_0}{T_2} \right) = 42 \cdot \left( 1 - \frac{273 + 20}{273 + 550} \right) = 26,79$$
 МДж/кг.

Потеря эксергии на 1 кг израсходованного топлива составит

$$\Delta e_q = e_{q1} - e_{q2} = 35,74 - 26,79 = 8,95$$
 МДж/кг.

Эксергетический КПД котельной установки без тепловых потерь равен

$$\eta_e = \frac{e_{q2}}{e_{q1}} = 26,79/35,74 = 0,75.$$

С учетом эффективного КПД котельной установки  $\eta = 0,9$  для эксергии теплоты, полученной паром, будем иметь

$$e'_{q2} = \eta e_{q2} = 0,9.26,79 = 24,11$$
 МДж/кг.

Отсюда эксергетический КПД с учетом тепловых потерь составит

$$\eta_e = \frac{e_{q2}}{q_p^{H}} = 24,11/42 = 0,574.$$

#### Пример 8.6

Определить изменение энтропии 3 кг азота в политропном процессе при изменении температуры от  $t_1 = 100$  °C до  $t_2 = 300$  °C. Показатель политропы n = 1,2. Изобразить процесс в *pv*- и *TS*-диаграммах.

Решение.

Изменение энтропии найдем по формуле  $\Delta S = \frac{Q}{T}$ , где Q – теплота

процесса (подводимая или отводимая); Т – средняя температура процесса.

Теплоту в политропном процессе рассчитаем по формуле

$$Q = m \left[ c_v - \frac{R}{n-1} \right] (T_2 - T_1) = 3 \left[ 746 - \frac{296.8}{1.2 - 1} \right] (573 - 373) = -442.8$$
кДж.

В этом выражении  $c_v = 746 \text{ кДж/(кг·K)} - \text{теплоемкость азота при темпера$ туре 200 <sup>0</sup>C.

Изменение энтропии составляет

$$\Delta S = \frac{-442,8}{473} = -0,936$$
 кДж/К.

В *рv*- и *TS*-диаграммах процесс показан на рис. 8.16.

Заметим, что процессы, протекающие ниже адиабатного процесса, идут с отводом теплоты, а выше – с подводом теплоты.



Рис. 8.16. Изображение процесса в *pv*- и *TS*-диаграммах

## Пример 8.7

Азот  $N_2$  и водород  $H_2$  одинаковой массы при равных начальных параметрах изотермически сжимаются до одного и того же давления. Для какого газа изменение энтропии будет больше и во сколько раз?

Решение.

Изменение энтропии определим по формуле  $\Delta S = Q/T$ . Для изотермического процесса  $Q = mRT \ln(p_1/p_2)$ , а средняя температура *T* равна температуре изотермического процесса. На основании этого можно записать

$$\Delta S_{H_2} = \frac{mR_{H_2}T\ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)}{T}, \quad \Delta S_{N_2} = \frac{mR_{N_2}T\ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)}{T}$$

ИЛИ

$$\Delta S_{H_2} = mR_{H_2} \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right), \quad \Delta S_{N_2} = mR_{H_2} \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right).$$

Разделим  $\Delta S_{H_2}$  на  $\Delta S_{N_2}$ :

$$\frac{\Delta S_{H_2}}{\Delta S_{N_2}} = \frac{mR_{H_2}\ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)}{mR_{N_2}\ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right)} = \frac{R_{H_2}}{R_{N_2}} = \frac{4124.3}{296.8} = 13,89$$

Видно, что энтропия H<sub>2</sub> изменяется в 13,89 раз больше, чем у N<sub>2</sub>.

#### Пример 8.8

Средняя теплоёмкость алюминия  $c_p$  в интервале температур от 0 до 300 <sup>0</sup>C равна 0,955 кДж/(кг·К). Определить энтропию 100 кг алюминия при 300 <sup>0</sup>C, считая, что его энтропия при 0 <sup>0</sup>C равна нулю.

Решение.

Энтропия равна 
$$S = \frac{Q}{T}$$
. Средняя температура процесса равна  
 $T = \frac{273 + (300 + 273)}{2} = 423$  К.

Тогда

$$S = \frac{mc_p \Delta T}{T} = \frac{100 \cdot 0.955 \cdot 300}{423} = 67,73 \text{ кДж/K}.$$

#### Пример 8.9

50 кг льда с начальной температурой -5 °С помещены в воздух с температурой +15 °С. Считая, что образующаяся при таянии льда вода нагревается до температуры воздуха, определите увеличение энтропии, происходящее при этом процессе Теплота таяния льда  $\lambda = 333$  кДж/кг, теплоемкость льда  $c_p = 2,03$  кДж/(кг·К). Теплоемкость воды принята равной 4,187 кДж/(кг·К).

Решение.

Изменение энтропии будет состоять из изменения энтропии льда  $\Delta S_{nbda}$  и из энтропии воды  $\Delta S_{godbl}$ . Увеличение энтропии  $\Delta S = \Delta S_{nbda} + \Delta S_{godbl}$ 

$$\begin{split} \Delta S_{_{\textit{Льда}}} = \frac{m \cdot c_{_{\textit{р},\textit{Льда}}}(0+5) + \lambda_{_{\textit{Льда}}} \cdot m}{\overline{T}} = \frac{50 \cdot 2,03 \cdot 5 + 333 \cdot 50}{-2,5 + 273} = \frac{307,5 + 16650}{270,5} = \\ = \frac{16957,5}{270,5} = 62,69 \quad \text{кДж/(кг·K)}, \\ \Delta S_{_{\textit{воды}}} = \frac{50 \cdot 4,187 \cdot 15}{7,5 + 273} = \frac{3140,25}{280,5} = 11,195 \quad \text{кДж/(кг·K)}, \\ \Delta S = 62,69 + 11,195 = 73,885 \quad \text{кДж/(кг·K)}. \end{split}$$

#### 8.14. Задачи

**8.1.** К газу в круговом процессе подводится теплота в количестве 250 кДж. Термический КПД цикла равен 0,46. Подсчитать полученную при этом работу изменения объёма.

Ответ: 115 кДж.

**8.2.** В результате совершения кругового процесса тепловой двигатель совершает работу, равную 60 кДж, а теплоприемнику отдает теплоту в количестве 42 кДж. Найти термический КПД этого кругового процесса.

Ответ: 58,8 %.

**8.3.** Температура океанской воды в тропиках на глубине 1000 м равна 4  $^{\circ}$ С, а поверхности 24  $^{\circ}$ С. Найти термический КПД теплового двигателя, если бы он работал по циклу Карно в этих условиях, т.е. в указанном интервале температур.

Ответ: 6,7 %.

**8.4.** На крайнем Севере под слоем вечного льда морская вода имеет температуру +3 <sup>0</sup>C, а температура наружного воздуха -22 <sup>0</sup>C. Найти термический КПД теплового двигателя, если бы он работал по циклу Карно в таком интервале температур.

Ответ: 9,1 %.

**8.5.** Найти работу цикла Карно и количество теплоты, передаваемой теплоприёмнику, при следующих условиях: температура по верхней изотерме равна 200  $^{\circ}$ C, а по нижней изотерме 10  $^{\circ}$ C. Количество подводимой теплоты от теплоотдатчика  $Q_1 = 1,7$  МДж.

Ответ:  $L_0 = 0,67$  МДж;  $Q_2 = 1,02$  МДж.

**8.6.** Воздух совершает прямой цикл Карно в интервале температур 250 - 30 <sup>0</sup>C. Максимальное давление в цикле 1 МПа, а минимальное 120 кПа. Исследовать цикл.

Ответ:  $v_1 = 0,150 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $v_2 = 0,185 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $v_4 = 0,588 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $p_2 = 811$ кПа;  $p_4 = 145 \text{ кПа}$ ;  $\eta_t = 0,42$ ;  $l_0 = 13,22 \text{ кДж}$ ;  $q_1 = 31,43 \text{ кДж/кг}$ ;  $q_2 = 18,21 \text{ кДж/кг}$ .

**8.7.** Воздух совершает прямой цикл Карно при следующих данных:  $p_2 = 0,5$  МПа,  $p_1 = 1$  МПа,  $t_1 = 1000$  <sup>0</sup>С и  $l_0 = 83,8$  кДж/кг. Найти  $q_1, q_2, T_3$  и  $\eta_t$  этого цикла.

Ответ:  $q_1 = 253$  кДж/кг;  $q_2 = 169$  кДж/кг;  $T_3 = 852$  К;  $\eta_t = 0,331$ .

**8.8.** Воздух совершает прямой цикл Карно. Исследовать цикл, если известно, что  $p_1 = 1$  МПа,  $t_1 = 227$  <sup>0</sup>C,  $p_3 = 0,1$  МПа,  $v_2 = 0,178$  м<sup>3</sup>/кг.

Ответ:  $v_1 = 0,144 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $v_3 = 0,79 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $p_2 = 809 \text{ кПа}$ ;  $v_4 = 0,639 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $p_4 = 124 \text{ кПа}$ ;  $\eta_t = 0,45$ ;  $l_0 = 13,7 \text{ кДж}$ ;  $q_1 = 30,4 \text{ кДж/кг}$ ;  $q_2 = 16,7 \text{ кДж/кг}$ ;  $T_2 = 500 \text{ K}$ ;  $T_4 = T_3 = 275 \text{ K}$ .

**8.9.** Воздух массой 1 кг изобарно расширяется с увеличением температуры от 15 до 150 <sup>о</sup>С. Найти изменение удельной энтропии в этом процессе.

Ответ: 389 Дж/(кг·К).

**8.10.** Полагается, что при  $t_1 = 0$  <sup>0</sup>С и  $p_1 = 0,1$  МПа энтропия воздуха равна нулю. Вычислить, чему будет равно увеличение энтропии в следующих процессах: а) при подводе теплоты по изобаре до 500 <sup>0</sup>С; б) при подводе теплоты по изохоре до 1000 <sup>0</sup>С; в) при изотермическом расширении с увеличением объема воздуха в 10 раз. Масса воздуха равна 3 кг.

Ответ: а) 3,23 кДж/К; б) 3,71 кДж/К; в) 2,00 кДж/К.

**8.11.** Воду массой 2 кг при температуре 60  $^{0}$ С смешивают с водой массой 20 кг и температурой 3  $^{0}$ С. Найти изменение энтропии этих двух масс воды в результате смешения.

Ответ: 83 Дж/К.

**8.12.** Стальную поковку массой 2 кг и температурой 200 <sup>0</sup>С погружают в воду объемом 5 л и температурой 5 <sup>0</sup>С. Найти изменение энтропии всей системы. Удельная теплоемкость стали 687 Дж/(кг·К).

Ответ: 209 Дж/К.

# 8.15. Контрольные вопросы

1) Какие циклы называются прямыми и какие обратными?

2) Как на ру-диаграмме графически определяется удельная работа прямого цикла?

3) Для каких целей применяют обратные циклы?

4) Что характеризует термический КПД прямого цикла?

5) Почему термический КПД прямого цикла не может быть равным единице?

6) В чем сущность второго начала термодинамики?

7) Как показать, что в результате совершения кругового процесса энтропия рабочего тела не изменится?

8) Почему при совершении круговых процессов энтропия теплоотдатчика уменьшается, а теплоприёмника увеличивается?

9) Что такое эксергия?

10) Как определяется максимальная полезная работа?

# 9. ПРОЦЕССЫ КОМПРЕССОРНЫХ МАШИН

# 9.1. Общие понятия

Компрессорами называются машины для сжатия газов со степенью повышения давления больше 1,1. По способу выполнения процесса сжатия компрессоры можно разделить на две группы.

К *первой* группе относятся *компрессоры объёмного сжатия*, в которых повышение давления газа происходит за счет уменьшения объема рабочего пространства.

К этой группе компрессоров относят поршневые компрессоры с возвратно-поступательным движением поршней и ротационные компрессоры. К ротационным относятся: одновальные пластинчатые, одновальные с качающимся ротором, двухвальные двух-трёхлопастные, со звездообразными роторами, двухвальные и одновальные винтовые компрессоры.

Ко *второй* группе относятся *компрессоры кинетического сжатия*, в которых процесс сжатия происходит при принудительном движении газа. Кинетическая энергия переходит при этом в потенциальную энергию.

Компрессоры подразделяются по *роду* сжимаемого газа (воздушные, кислородные и т.д.), по создаваемому *давлению* (низкого давления – до

1 МПа, среднего – до 10 МПа, высокого – свыше 10 МПа), по *подаче* и другим признакам. Мощность компрессоров достигает десятков МВт (цен-

тробежные, осевые), а подача до 20 тыс. м<sup>3</sup>/мин (осевые компрессоры).

Схема одноступенчатого *поршневого* компрессора показана на рис. 9.1. Компрессор работает следующим образом. При движении поршня *l* вниз в цилиндр поступает газ через всасывающий клапан *2*. При движении поршня вверх вначале происходит сжатие газа при закрытых клапанах, а затем по достижении заданного давления – подача газа через нагнетательный клапан *3* в нагнетательный трубопровод.

Пластинчатый одновальный ротационный компрессор представлен на рис. 9.2. В цилиндрическом корпусе статора эксцентрично расположен ротор 1 с пластинами 2, свободно вставлены в пазы 3 ротора. При вращении ротора пластины под действием центробежной силы выдвигаются из пазов и скользят по внутренней поверхности цилиндра и при этом образуются вращающие-

ся камеры с уменьшающимся объемом. Газ через впускной патрубок поступает в цилиндр и заполняет камеру между пластинами. При вращении объем камеры уменьшается, а давление в ней увеличивается до тех пор,

пока передняя пластина камеры не достигнет кромки выпускного канала.

Во время работы компрессора стенки его цилиндра во избежание перегрева охлаждаются водой.

Ротационные компрессоры имеют меньшую массу и габариты по сравнению с поршневыми. У них отсутствуют кривошипно-шатунный механизм, поэтому они допускают высокую частоту вращения ротора, а значит их можно непосредственно соединить с высокоскоростным двигателем.



Рис. 9.1. Схема одноступенчатого поршневого компрессора



Рис. 9.2. Схема пластинчатого компрессора

Однако у них меньше КПД, чем у поршневых компрессоров, меньше моторесурс, более сложная технология изготовления в связи с повышенной точностью деталей.

Винтовые компрессоры являются двухроторными компрессорами. Их конструкция показана на рис. 9.3.



Рис. 9.3. Схема винтового компрессора

Оба ротора имеют форму винта с большим углом подъёма, линия зацепления между которыми обеспечивает полную герметизацию области нагнетания от области всасывания. При вращении винтов эта линия пере-



Рис. 9.4. Схема одноступенчатого центробежного компрессора

мещается вдоль оси. Длина винтов для обеспечения герметичности при всех их положениях должна быть несколько больше шага винтов. Газ, расположенный во впадинах винтов и ограниченный корпусом и линией зацепления винтов, при вращении их вытесняется в область нагнетания.

Роторы имеют неодинаковое число зубьев (три-четыре на ведущем роторе *l* и в два раза больше на ведомом роторе *2*). Чтобы исключить непосредственный контакт между винтовыми поверхностями роторов и уменьшить их износ, между ними имеется зазор, а передача осуществляется путем установки синхронизирующей пары шестерён *3*.

Рабочий процесс винтового компрессора состоит из четырех фаз – всасывания,

переноса, сжатия и нагнетания. Всасывающие и нагнетательные окна расположены на противоположных сторонах компрессора по диагонали.

Одноступенчатый *центробежный* компрессор (рис. 9.4) состоит из неподвижного корпуса – статора *1*, внутри которого вращается ротор *3*. Газ

поступает через всасывающий патрубок статора на рабочие лопатки 2, где за счет энергии, затрачиваемой на вращение ротора, увеличивается скорость и внешняя кинетическая энергия движущегося через лопатки потока газа. Затем газ направляется в диффузор 4, расположенный в корпусе компрессора, где при уменьшении скорости повышается его давление. Затем газ направляется в нагнетательный трубопровод.

Схема *осевого* компрессора представлена на рис. 9.5. Компрессор состоит из ротора *1*, на котором закреплены несколько рядов рабочих лопаток *4*. Между этими лопатками помещаются неподвижные лопатки *3*, закрепленные в корпусе-статоре *2*. Газ поступает через всасывающий патрубок *5* в

первый ряд лопаток, укрепленных в роторе, где при его вращении происходит увеличение скорости газового потока. Выходя из рабочих лопаток, газ попадает в первый ряд неподвижных лопаток статора. Проходы между этими лопатками имеют такую форму, при которой газ постепенно замедляет свое движение в межлопаточных каналах. Давление газа повышается. Каждый элемент проточной части компрес-



Рис. 9.5. Схема осевого компрессора

сора, состоящий из одного ряда рабочих и одного ряда неподвижных лопаток, образуют *ступень* компрессора. В одной ступени можно получить небольшое повышение давления, поэтому осевые компрессоры состоят из нескольких ступеней.

Целью термодинамического исследования компрессоров является определение работы, затрачиваемой на повышение давления газа.

Термодинамическое исследование проще проводить применительно к поршневому компрессору. Предполагается, что в таком компрессоре все процессы являются равновесными. Необходимость в такой идеализации объясняется тем, что только равновесные состояния и процессы могут быть подвергнуты термодинамическим исследованиям.

Идеальный поршневой компрессор должен удовлетворять ещё одному условию. Считается, что в нём отсутствует так называемое *вредное пространство*, т.е. пространство, образуемое внутри цилиндра, между его крышкой и поршнем, когда он занимает крайнее верхнее положение.

В реально существующих поршневых компрессорных машинах поршень не может подходить к крышке цилиндра вплотную, поэтому в конце процесса нагнетания во вредном пространстве остаётся сжатый газ. Вследствие этого при движении поршня вниз впуск свежей порции газа в цилиндр может начаться только после того, как оставшийся газ во вредном пространстве расширится до давления всасывания. При этом часть хода поршня при всасывании не используется и подача сжатого газа компрессором уменьшается. Поэтому чем меньше вредное пространство, тем меньше остаётся в цилиндре сжатого газа, тем быстрее при движении поршня вниз давление понижается до давления всасывания и тем раньше начинается впуск газа.

# 9.2. Процесс идеального одноступенчатого поршневого компрессора

До сих пор мы пользовались pv-диаграммой. Однако при исследовании работы компрессоров пользуются pV-диаграммой, где по оси ординат откладывают значения давлений, а по оси абсцисс – значения объемов рабочего тела. Отождествлять эти две диаграммы нельзя. В pv-диаграмме изображаются термодинамические процессы, в которых могут изменяться все три параметра p, v и T или один из них, но масса рабочего тела в течение всего процесса остается неизменной.

В pV-диаграмме кроме процессов сжатия и расширения изображаются также линии процессов впуска и выпуска; параметры p, v и T могут оставаться постоянными, а масса рабочего тела изменяется (при впуске увеличивается, а при выпуске уменьшается). Следовательно, линии впуска и выпуска являются линиями не термодинамических, а механических процессов.

*pV*-диаграмма может сниматься с работающего двигателя с помощью специального прибора, называемого *индикатором*, поэтому такие диаграммы называют *индикаторными*.

Рассмотрим процесс работы идеального одноступенчатого компрессора. При ходе поршня вверх (см. рис. 9.1) открывается всасывающий клапан 2, и в цилиндр при неизменном давлении  $p_1$  поступает газ. При обратном ходе поршня и закрытых клапанах этот газ сжимается. После того как в результате сжатия будет достигнуто заданное давление  $p_2$ , открывается нагнетательный клапан 3 и при движении поршня вверх происходит выталкивание сжатого газа (при постоянном давлении) к потребителю.

На индикаторной диаграмме компрессора в координатах *p-V* (рис. 9.6, *a*) А-В – линия всасывания газа в цилиндр, В-С – линия сжатия, С-D – линия выталкивания.

Так как процессы А-В и С-D не являются термодинамическими и идут с неизменными параметрами, то совокупность процессов, изображенных на рис. 9.6, *а*, не является замкнутым термодинамическим процессом – циклом.

Линия сжатия в зависимости от количества теплоты, отбираемого от газа при его сжатии (интенсивности охлаждения компрессора), может быть

изотермой В-С', адиабатой В-С" или политропой В-С. Указанные термодинамические процессы изображены на *Ts*-диаграмме (рис. 9.6, *б*). Работа, затраченная на получение 1 кг сжатого газа в одноступенчатом компрессоре, графически изображается пл. ABCD (см. рис. 9.6, *a*) и является алгебраической суммой площадей:

где пл. CDOE =  $l_{6bin} = p_2 v_2$  – работа выталкивания; пл. BCEF =  $l_{cc} = \int_{cc}^{v_2} p \, dv$  – работа сжатия; пл.  $ABFO = l_{6c} = p_1 v_1$  – работа всасывания.



Рис. 9.6. Изображение рабочего процесса одноступенчатого идеального компрессора в *pV*- (*a*) и *Ts*- (*б*) диаграммах

Значение работы, затрачиваемой на сжатие, всегда отрицательно  $(v_1 > v_2, dv < 0)$ . Отрицательна и работа выталкивания, так как в процессе выталкивания работа производится над газом. Наконец, работа в процессе всасывания положительна, так как в этом случае поступающий газ совершает (отдает) работу.

Следовательно, суммарная работа

$$l_{\kappa} = l_{\theta c} + l_{c \mathcal{H}} - l_{\theta b im} = p_1 v_1 + \int_{v_1}^{v_2} p \, dv - p_2 v_2. \tag{9.1}$$

Эта работа является технической работой процесса сжатия.

Основная цель термодинамического расчета компрессора – это определение работы (мощности), которую следует затратить, чтобы получить некоторое количество газа при заданных параметрах начала и конца сжатия.

Работу идеального одноступенчатого компрессора определяют по уравнению (9.1).

Когда процесс сжатия идет по изотерме pv = const, то с учетом

$$\int_{v_1}^{v_2} p \, dv = RT_1 \ln(v_2 / v_1) = -RT_1 \ln(p_2 / p_1) = -p_1 v_1 \ln(p_2 / p_1),$$

работа идеального «изотермического» компрессора, отнесенная к 1 кг газа, принимая во внимание, что  $p_1v_1 = p_2v_2$ , равна

$$l_{\kappa \, u3} = -RT_1 \ln(p_2 / p_1) = -p_1 v_1 \ln(p_2 / p_1).$$
(9.2)

При адиабатном сжатии работа сжатия равна

$$\int_{v_1}^{v_2} p \, dv = -\frac{1}{k-1} \left( p_2 v_2 - p_1 v_1 \right) = -\frac{1}{k-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right] = -(u_2 - u_1).$$

Работу «адиабатного» компрессора находят из выражения

$$l_{\kappa a\partial} = p_1 v_1 - \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_2 v_2 = -\frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = -\frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right] = -\frac{k}{k-1} RT_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right],$$
(9.3)

ИЛИ

$$l_{\kappa a\partial} = p_1 v_1 - (u_2 - u_1) - p_2 v_2 = (u_1 + p_1 v_1) - (u_2 + p_2 v_2) = -(i_2 - i_1).$$
(9.4)

Пользуясь выражением (9.4), работу компрессора удобно рассчитывать с помощью *iS*-диаграммы.

Как адиабатный, так и изотермический процессы сжатия газа могут рассматриваться только как теоретические. В действительности процессы сжатия идут по политропе, имеющей переменный показатель. Показатель политропы зависит от интенсивности теплообмена в процессе сжатия газа в компрессоре: для охлаждаемого компрессора k > n > 1; для неохлаждаемого компрессора (центробежные, осевые) n > k.

Для политропного процесса работа сжатия равна

$$\int_{v_1}^{v_2} p \, dv = -\frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Следовательно, работу «политропного» компрессора можно найти по формуле

$$l_{\kappa \ no\pi} = p_1 v_1 - \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_2 v_2 = -\frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right] = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right].$$
(9.5)

Среднее значение показателя политропы, как правило, определяется по параметрам газа в начале и конце процесса сжатия.

Как видно из рис. 9.6, а, в случае охлаждаемого компрессора

т.е. с точки зрения затраты наименьшей работы изотермический процесс сжатия является наиболее выгодным.

Если в уравнения (9.2), (9.3) и (9.5) вместо удельного объема v1 подставить объемную подачу компрессора  $\dot{V}$ , представляющую собой отношение вытесняемого компрессором объема сжатого газа в единицу времени, то получим формулы для определения теоретической мощности компрессора в ваттах (Вт):

$$N_{\kappa \, u3} = p_1 \dot{V} \ln(p_2 / p_1); \tag{9.6}$$

$$N_{\kappa \ a\partial} = \frac{k}{k-1} p_1 \dot{V} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right], \tag{9.7}$$

$$N_{\kappa \ non} = \frac{n}{n-1} p_1 \dot{V} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right].$$
(9.8)

Объемную подачу  $\dot{V}$  находят по формуле

$$\dot{V} = V_1 z n$$
,

где  $V_1$  – объем газа, поступающего в одну рабочую полость компрессора за один ход всасывания, z – число рабочих полостей компрессора, n – частота вращения коленчатого вала компрессора.

Совершенство компрессора может быть оценено значением КПД

$$\eta_{\kappa} = N_{\kappa} / N_{e},$$

где  $N_e$  – мощность, потребляемая реальным компрессором при изотермическом и адиабатном сжатии газа. Теоретические значения изотермического и адиабатного КПД современных компрессоров составляют  $\eta_{\kappa u3} =$ = 0,6...0,76;  $\eta_{\kappa ad} = 0,75...0,85$ .

В случае политропного или адиабатного сжатия температура сжимаемого газа повышается. Конечное значение температуры  $T_2$  для идеального газа может быть найдено по следующим формулам:

- при политропном сжатии

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

1) /

- при адиабатном сжатии

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = T_1 \lambda^{(k-1)/k}.$$

Из этих уравнений видно, что чем больше температура  $T_1$ , а также степень повышения давления  $\lambda = p_2 / p_1$  и показатель политропы *n*, тем выше конечная температура  $T_2$ . При постоянных значениях начальной температуры  $T_1$  и показателя политропы *n* конечная температура  $T_2$  определяется в основном степенью повышения давления  $\lambda$ . При высоких значениях конечной температуры  $T_2$  возникает опасность самовоспламенения смазочного материала, вводимого в цилиндр, что может привести к нарушению нормальной работы компрессора. Поэтому температура газа в конце сжатия должна быть ниже температуры самовоспламенения смазочного масла. Значением конечной температуры сжатия  $T_2$  и ограничивается степень повышения в одноступенчатом компрессоре.

# 9.3. Процесс идеального многоступенчатого поршневого компрессора

В идеальном одноступенчатом поршневом компрессоре степень повышения давления  $\lambda$  не должна превышать 8, а практически 4...6, так как при более высокой степени повышения давления температура  $T_2$  становится недоступно высокой. Поэтому, если необходимо получить газ давлением свыше 0,4 МПа при начальном давлении 0,1 МПа, применяются многоступенчатые компрессоры, в которых процесс сжатия протекает последовательно в нескольких ступенях. Газ, сжатый в первой ступени компрессора, пропускают через холодильник, где его температура понижается при постоянном давлении приблизительно до начальной температуры  $T_1$  при поступлении в первую ступень.

Охлажденный таким способом газ подвергают дальнейшему сжатию в следующей ступени компрессора, после чего он может быть охлажден снова и т.д.

Двухступенчатый поршневой воздушный компрессор (рис. 9.7) состоит из двух цилиндров *1* и *10* с поршнями *2* и *11*, получающими движение от коленчатого вала через шатуны *3* и *12*, и промежуточного холодильника *7* для охлаждения воздуха.

При движении поршня 2 вниз атмосферный воздух поступает через всасывающий клапан 4 в цилиндре низкого давления (ЦНД) 1. При движении поршня вверх воздух сжимается до давления  $p_2$  с повышением температуры.

Сжатый воздух через нагнетательный клапан 5 поступает в холодильник 7 со змеевиком 6, через который насосом прокачивается охлаждающая вода. В холодильнике температура воздуха понижается примерно до температуры начала сжатия в ЦНД. При движении вниз поршня 11 охлажденный воздух через впускной клапан 8 поступает в цилиндр высокого давления (ЦВД), где при движении поршня 11 вверх сжимается до давления  $p_3$ , после чего вытесняется из цилиндра через нагнетающий клапан 9 в нагнетательный трубопровод.



Рис. 9.7. Схема двухступенчатого компрессора

В трехступенчатом компрессоре газ сжимается последовательно в трех цилиндрах. В промежуточных холодильниках газ охлаждается до температуры начала сжатия.

Индикаторная диаграмма идеального двухступенчатого компрессора изображена на рис. 9.8. Здесь 0-1 – линия всасывание газа в ЦНД, а точка 1 соответствует нижнему положению поршня. Параметры газа в этой точке  $p_1, T_1$ . Процесс сжатия газа в ЦНД изобразится, в общем случае, политропой 1-2. В конце сжатия давление газа  $p_2$  и температуры  $T_2$ . Линия 2-3 – процесс нагнетания газа из ЦНД в холодильник (при достаточно больших размерах холодильника процесс будет происходить при почти постоянном давлении).

Газ охлаждается в холодильнике до температуры  $T_3 = T_1$ . При давлении  $p_2$  газ поступает в ЦВД (линия 3-4). Точка 4 должна лежать левее точки 2, так как объём газа при изобарном охлаждении уменьшается. В точке 4, которая соответствует нижнему положению поршня ЦВД, газ имеет давление  $p_2$  и температуру  $T_3 = T_1$ . Политропа 4-5 – процесс сжа-



Рис. 9.8. Индикаторная диаграмма идеального двухступенчатого компрессора

тия в ЦВД. В точке 5 газ имеет давление рз и температуру Т<sub>4</sub>. Линия 5-6 – процесс вытеснения газа из ЦВД в нагнетательный трубопровод. Необходимое число ступеней компрессора устанавливают в зависимости от допустимой температуры газа в конце сжатия в каждой ступени. Она должна быть ниже температуры самовоспламенения масла, которым смазываются стенки цилиндров компрессора. При этом полагают, что температура газа в начале и в конце сжатия во всех цилиндрах одинакова (например, для двухступенчатого компрессора  $T_1 = T_3$ И  $T_2 = T_4$ ). Равенство этих температур обеспечивают и одинаковые степени повышения давления в каждой ступени.

Действительно, при адиабатном сжатии

$$p_2 / p_1 = (T_2 / T_1)^{\frac{k}{k-1}};$$
 (9.9)

$$p_3 / p_2 = (T_4 / T_3)^{\overline{k-1}}$$
 (9.10)

Так как правые части равенств (9.9) и (9.10) равны между собой, то равны и левые части, т.е.

$$p_2 / p_1 = p_3 / p_2$$

Обозначим степени повышения давления в отдельных ступенях компрессора через λ. Тогда

$$\lambda = p_2 / p_1 = p_3 / p_2$$
.

Перемножим почленно эти два уравнения:

$$\lambda^2 = (p_2 / p_1)(p_3 / p_2)$$
или  $\lambda^2 = p_3 / p_1$ .

Поэтому для двухступенчатого компрессора степень повышения для одной ступени

$$\lambda = \sqrt{p_3 / p_1} ,$$

а для трехступенчатого компрессора

$$\lambda = \sqrt[3]{p_4 / p_1} ,$$

где  $p_4$  – конечное давление сжатия в третьей ступени.

Выведем формулу для определения работы и мощности идеального многоступенчатого компрессора.

Для двухступенчатого компрессора работа, затрачиваемая на работу адиабатного сжатия газа в первой ступени

$$L_{1} = p_{1}V_{1}(\lambda^{\frac{k-1}{k}} - 1)\frac{k}{k-1},$$
(9.11)

во второй ступени

$$L_2 = p_2 V_2 (\lambda^{\frac{k-1}{k}} - 1) \frac{k}{k-1}.$$
 (9.12)

Учтем, что  $p_1V_1 = mRT_1$ , а  $p_2V_2 = mRT_2$ . Если принять, что температура в начале сжатия в ЦНД равна температуре в начале сжатия в ЦВД, т.е.  $T_1 = T_2$ , то правые части уравнений (9.11) и (9.12) равны между собой, а следовательно равны между собой и работы  $L_1$  и  $L_2$ . Очевидно, что работа двухступенчатого компрессора равна сумме работ, затрачиваемых в первой и второй ступенях:  $L_1 = L_1 + L_2 = 2L_1$ .

Таким же путем можно установить, что для трехступенчатого компрессора:  $L = L_1 + L_2 + L_3 = 3L_1$ .

Цилиндровая мощность многоступенчатого компрессора может быть найдена по уравнениям (9.6), (9.7) или р (9.8).

Для двухступенчатого компрессора  $N = N_1 + N_2 = 2N_1$ , а для трехступенчато-го  $N = 3N_1$ .

Выгодность применения многоступенчатых компрессоров заключается также и в том, что при одинаковых начальном и конечном давлениях сжимаемого газа и одинаковых его объёмных подачах мощность, необходимая для сжатия газа в таких компрессорах, меньше, чем в одноступенчатом компрессоре, что видно из рис. 9.9. Заштрихованная площадь этой диаграммы представляет собой выигрыш в работе при многоступенчатом сжатии.



Рис. 9.9. Выигрыш в работе при многоступенчатом сжатии

## 9.4. Примеры решения задач

#### Пример 9.1

Найти максимальное допустимое давление сжатия в идеальном одноступенчатом воздушном компрессоре  $p_2$ , если температура самовоспламенения смазочного масла  $t_{\rm M} = 270$  <sup>0</sup>C, температура наружного воздуха, поступающего в компрессор,  $t_{\rm B} = 27$  <sup>0</sup>C (начальное давление воздуха  $p_1 = 0,1$  МПа), сжатие происходит по адиабате (k = 1,4).

#### Решение.

Максимально допустимую температуру воздуха в конце сжатия принимаем равной температуре самовоспламенения масла:

$$T_2 = t_M + 273 = 270 + 273 = 543$$
 K.

Температуру воздуха в начале сжатия принимаем равной температуре наружного воздуха  $T_1 = 300$  К. Максимально допустимое конечное давление воздуха равно

$$p_2 = p_1 (T_2 / T_1)^{k/(k-1)} = 0,1(543/300)^{1,4/(1,4-1)} = 0,798$$
 MIIa.

Из этого примера следует, что для бескомпрессорных дизелей, требующих применения пускового воздуха давлением порядка 3 МПа, одноступенчатый пусковой компрессор не пригоден.

## Пример 9.2

Объемная подача идеального воздушного компрессора составляет 0,2 м<sup>3</sup>/с при температуре всасывания 27  $^{0}$ С и давлении 0,1 МПа. Давление сжатого воздуха 0,8 МПа. Найти температуру воздуха и объемную подачу компрессора (по конечным параметрам воздуха) в конце сжатия и мощность, затрачиваемую на получение сжатого воздуха, в трех вариантах: при сжатии по изотерме, по адиабате (k = 1,4) и по политропе (n = 1,2).

Решение.

Первый вариант – изотермическое сжатие.

$$T_2 = T_1 = 27 + 273 = 300$$
 K.

Объемная подача компрессора по конечным параметрам

$$V_2 = V_1(p_1 / p_2) = 0.2 \cdot (0.1 / 0.8) = 0.025 \text{ m}^3/\text{c}.$$

Мощность при изотермическом сжатии определяется по уравнению (9.6)

$$N_{\kappa \, u3} = p_1 \dot{V_1} \ln(p_2 / p_1) = 0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,2 \ln(0,1/0,8) = 41,5 \text{ kBt.}$$

Второй вариант – адиабатное сжатие. Конечная температура воздуха

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k} = 300 \cdot \left(\frac{0.8}{0.1}\right)^{1.4/(1.4-1)} = 544 \text{ K}.$$

Объемная подача компрессора по конечным параметрам

$$\dot{V}_2 = \dot{V}_1 (p_1 / p_2)^{1/k} = 0.2 \cdot (0.1/0.8)^{1/1.4} = 0.045 \text{ m}^3/\text{c}.$$

Мощность при адиабатном сжатии определяется по уравнению (9.7)

$$N_{\kappa \ a\partial} = \frac{k}{k-1} p_1 \dot{V_1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{1,4}{1,4-1} 0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,2 \left[ \left( \frac{0,8}{0,1} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} - 1 \right] = 56,7 \text{ kBt}.$$

Третий вариант – политропное сжатие. Конечная температура воздуха

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(n-1)/n} = 300 \cdot \left(\frac{0.8}{0.1}\right)^{1,2/(1,2-1)} = 368 \text{ K}.$$

Объемная подача компрессора по конечным параметрам

$$\dot{V}_2 = \dot{V}_1 (p_1 / p_2)^{1/n} = 0.2 \cdot (0.1/0.8)^{1/1.2} = 0.033 \text{ m}^3/\text{c}.$$

Мощность при политропном сжатии определяется по уравнению (9.8)

$$N_{\kappa \ no\pi} = \frac{n}{n-1} p_1 \dot{V_1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right] = \frac{1,2}{1,2-1} 0,1 \cdot 10^6 \ 0,2 \left[ \left( \frac{0,8}{0,1} \right)^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = 49,8 \text{ kBt.}$$

#### Пример 9.3

В идеальном двухступенчатом компрессоре воздух сжимается до 2 МПа. Найти температуру в конце сжатия и конечное давление в первой ступени (ЦНД), если температура наружного воздуха t = 15 <sup>0</sup>C, а давление  $p_1 = 0,1$  МПа. Сжатие воздуха происходит по политропе с показателем n = 1,2.

#### Решение.

Найдем конечное давление  $p_2$  в первой ступени. Для этого сначала вычислим степень повышения давления в одной ступени:  $\lambda = \sqrt{p_3 / p_1} = \sqrt{2 / 0.1} = 4,47$ . Поэтому  $p_2 = \lambda p_1 = 4,47 \cdot 0.1 = 0,447$  МПа.

Найдем температуру  $T_2$  в конце сжатия первой ступени компрессора:

$$T_2 = T_1 \left( p_2 / p_1 \right)^{\frac{n-1}{n}} = T_1 \lambda^{\frac{n-1}{n}} = 288 \cdot 4,47^{\frac{1,2-1}{1,2}} = 440 \text{ K} = 167 \,^{0}\text{C}.$$

### Пример 9.4

Объёмная подача идеального трехступенчатого компрессора составляет 0,03 м<sup>3</sup>/с (при всасывании),  $t_1 = 27$  <sup>0</sup>С и  $p_1 = 0,1$  МПа. Сжатие производится до 6,4 МПа по политропе с показателем n = 1,2. Найти теоретическую мощность компрессора.

Решение.

Найдем степень повышения давления для одной ступени компрессора

$$\lambda = p_2 / p_1 = \sqrt[3]{p_4 / p_1} = \sqrt[3]{6, 4 / 0, 1} = 4.$$

Мощность одной ступени компрессора при политропном сжатии определим по уравнению (9.8):

$$N'_{\kappa \ non} = \frac{n}{n-1} p_1 \dot{V}_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right] = \frac{1,2}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right] = \frac{1}{1,2-1} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 03 \left[ 4^{(1,2-1)/1,2} - 1 \right]$$

= 4,68 кВт.

Мощность трехступенчатого компрессора при политропном сжатии:

$$N_{non} = 3N'_{non} = 3.4,68 = 13$$
 кВт.

#### Пример 9.5

Идеальный поршневой компрессор сжимает 450 м<sup>3</sup>/ч воздуха с температурой  $t_1 = 30$  °C от  $p_1 = 0,1$ МПа до  $p_2 = 0,5$  МПа. Определить мощность, затрачиваемую на привод компрессора, если сжатие происходит адиабатно, и температуру газа на выходе из компрессора.

#### Решение.

Конечная температура газа при адиабатном сжатии в компрессоре определяется по формуле

$$T_2 = T_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 303 \cdot \left(\frac{0.5}{0.1}\right)^{\frac{1.4-1}{1.4}} = 480 \text{ K} = 207 \,^{0}\text{C}.$$

Адиабатная мощность компрессора равна:

$$N_{a\partial} = p_1 \dot{V_1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \frac{k}{k-1}$$

Переводя в СИ объёмную подачу по условиям всасывания  $\dot{V_1} = \frac{450}{3600} = 0,125 \,\text{m}^3/\text{c},$  получим:

$$N_{a\partial} = 0.1 \cdot 10^6 \cdot 0.125 \cdot \left[ \left( \frac{0.5}{0.1} \right)^{\frac{1.4-1}{1.4}} - 1 \right] \cdot \frac{1.4}{1.4-1} = 25572 \text{ BT} \approx 25.6 \text{ kBT}.$$

#### Пример 9.6

Расход газа в поршневом одноступенчатом компрессоре составляет  $\dot{V} = 30 \text{ м}^3$ /мин при давлении  $p_1 = 0,1$  МПа и температуре  $t_1 = 10$  °C. При сжатии температура газа повышается на 200 °C. Сжатие происходит по политропе с показателем n = 1,32. Частота вращения коленвала компрессора  $n_{\rm Bp} = 120 \text{ мин}^{-1}$ . Определить конечное давление  $p_2$ , работу сжатия L, работу привода компрессора  $L_{\rm K}$ , количество отведённой теплоты Q, кВт, а также теоретическую мощность привода компрессора N. Газ – кислород.

# Решение.

Для определения конечного давления воспользуемся соотношением

параметров в политропном процессе 
$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{n}{n-1}}$$
, откуда

$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{n}{n-1}} = 0.1 \cdot \left(\frac{483}{283}\right)^{4,125} = 0.907 \,\mathrm{M\Pi a}.$$

Определим работу сжатия по формуле

$$L = \frac{p_1 V_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]}{n-1}.$$

В этой формуле неизвестным является начальный объем газа  $V_1$ . Его найдем из формулы объемной подачи  $\dot{V} = V_1 n Z$ , где n – частота вращения коленвала компрессора; Z – число цилиндров. Так как по условию задачи компрессор одноцилиндровый, то Z = 1. Следовательно,

$$V_1 = \frac{\dot{V}}{n} = \frac{30}{120} = 0,25 \,\mathrm{m}^3.$$

Тогда

$$L = 0,1 \cdot 10^{6} \cdot 0,25 \left[ \left( \frac{0,907}{0,1} \right)^{\frac{1,32-1}{1,32}} - 1 \right] / (1,32-1) = 55,16 \,\mathrm{кДж}$$

Работа, затрачиваемая на повышение давления газа в одноступенчатом компрессоре,  $L_{\kappa}$  равна абсолютному значению работы изменения давления W

$$W = L_{\kappa} = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]$$

или

$$L_{\kappa} = nL = 1,32 \cdot 55,16 = 72,8$$
 кДж.

Если в уравнение  $L_{\kappa}$  вместо  $V_1$  подставить объёмную подачу компрессора  $\dot{V}$ , то получим формулу для определения теоретической мощности компрессора N.

$$N = \frac{n}{n-1} p_1 \dot{V} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = \frac{1,32}{0,32} 0, 1 \cdot 10^6 \cdot 0, 5 \cdot \left[ \left( \frac{0,907}{0,1} \right)^{\frac{0,32}{1,32}} - 1 \right] = 85,3 \text{ KBT}.$$

Отведённую теплоту в политропном процессе найдем по формуле  $Q = \dot{m} \bigg[ c_v - \frac{R}{n-1} \bigg] (T_2 - T_1)$ , где  $c_v$  – средняя изохорная теплоёмкость кислорода, которая находится по средней температуре процесса  $T_{cp} = \frac{T_1 + T_2}{2} = 383$  К. Используя данные приложения 2, получим  $c_v = 556 \, \text{Дж/(кг·K)}.$ 

Из уравнения Менделеева определим массовый расход газа:

$$\dot{m} = \frac{p_1 \dot{V}}{RT_1} = \frac{0.1 \cdot 10^6 \cdot 30/60}{259.8 \cdot 283} = 0.68 \text{ Kr/c}.$$

Подставляя это значение *m* в формулу, найдем отведённую теплоту

$$Q = 0,68 \left( 556 - \frac{259,8}{1,32 - 1} \right) \cdot 200 = 34,89 \text{ kBt.}$$

## Пример 9.7

Для лабораторных экспериментов необходимо иметь расход воздуха  $\dot{m} = 0,5$  кг/с при конечных параметрах  $p_{\rm k} = 18$  МПа и  $t_{\rm k} = t_1 = 27$  <sup>0</sup>C, где  $t_1$  – температура окружающей среды. Рассчитать многоступенчатый поршневой компрессор (без учёта трения и вредного пространства), т.е. определить: количество ступеней компрессора, степень повышения давления в каждой ступени, количество теплоты, отведённой от воздуха в цилиндрах компрессора, в промежуточном и конечном холодильниках (при охлаждении до  $t_1$ ), и мощность привода, если давление воздуха на входе в первую

ступень компрессора  $p_1 = 0,1$  МПа. Допустимое повышение температуры воздуха в каждой ступени  $\Delta t = 180$  <sup>0</sup>C, показатель политропы сжатия n = 1,26.

#### Решение.

Определим максимальную температуру воздуха на выходе из компрессора по степени сжатия  $\lambda_k = \frac{p_2}{p_1} = \frac{18}{0,1} = 180$ :  $T_k = T_1 \lambda_k \frac{n-1}{n} = 300 \cdot 180^{0,206} = 874,4$  K.

Для определения количества ступеней *i* разделим максимальную температуру  $T_{\rm k}$  на перепад температур в одной ступени

$$i = \frac{T_k}{\Delta T - T_1} = \frac{874.4}{453 - 300} = 5,715.$$

Принимаем количество ступеней компрессора i = 6.

Найдем степень сжатия  $\lambda$  в одной ступени по формуле

$$\lambda = i\sqrt{\lambda_k} = \sqrt[6]{180} = 2,376$$

Количество теплоты, отведённой от воздуха в цилиндрах компрессора в единицу времени, равно  $Q = \dot{m} \left[ c_v - \frac{R}{n-1} \right] (T_k - T_1)$ . В этой формуле  $c_v$  – средняя удельная изохорная теплоёмкость воздуха, которая находится по средней температуре процесса  $T_{cp} = \frac{T_1 + T_k}{2} = \frac{300 + 874.4}{2} = 587.2$  К. Из приложения 2 находим  $c_v = 0.758$  кДж/(кг·К).

$$Q = 0.5 \left[ 758 - \frac{287}{1.26 - 1} \right] (874.4 - 300) = 99.33 \text{ kBt}.$$

Количество теплоты, отведённой в одной ступени компрессора в единицу времени, равно

$$Q^{1cm} = \dot{m} \bigg[ c_v - \frac{R}{n-1} \bigg] (T_2 - T_1),$$

где  $T_2$  – температура в конце сжатия в одной ступени, равная  $T_2 = T_1 \lambda^{\frac{n-1}{n}} = 300 \cdot 2,376^{0,206} = 358,65$  К;  $c_v$  – средняя удельная изохорная теплоёмкость воздуха, которая находится по средней температуре процесса  $T_{cp} = \frac{T_1 + T_2}{2} = \frac{300 + 358,65}{2} = 329,3$  К. Из приложения 2 находим  $c_v = 0,720$  кДж/(кг·К).

Тогда

$$Q^{1cm} = 0.5 \left[ 720 - \frac{287.1}{1.26 - 1} \right] (358.65 - 300) = 11.327 \text{ kBt}.$$

Мощность привода компрессора  $N_{\kappa} = iN_1$ , где  $N_1$  – мощность одной ступени, определяемая по формуле

$$N_1 = p_1 \dot{V_1} \left[ \lambda^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \frac{n}{n-1}$$

В этой формуле неизвестным является объёмный расход. Его можно определить из уравнения состояния  $p_1\dot{V_1} = \dot{m}RT_1$ , откуда получим

$$\dot{V}_1 = \frac{\dot{m}RT_1}{p_1} = \frac{0.5 \cdot 287 \cdot 300}{0.1 \cdot 10^6} = 0.4305 \,\mathrm{m}^3/\mathrm{c}.$$

Следовательно, мощность одной ступени

$$N_1 = 0.1 \cdot 10^6 \cdot 0.4305 \cdot (2.376^{0.206} - 1) \frac{1.26}{1.26 - 1} = 40,786 \,\mathrm{kBt},$$

а привода компрессора

$$N_{\kappa} = 6 \cdot 40,786 = 244,72$$
 кВт.

## Пример 9.8

Воздух с начальной температурой  $t_1 = 27$  <sup>0</sup>C сжимается в одноступенчатом поршневом компрессоре под давлением  $p_1 = 0,1$  МПа до давления  $p_2 = 0,8$  МПа. Сжатие может происходить по изотерме, адиабате и политропе с показателем политропы n = 1,21. Определить для каждого из трёх процессов сжатия конечную температуру воздуха  $t_2$ ; отведённую от воздуха теплоту Q, кВт; изменение внутренней энергии  $\Delta U$  и энтропии воздуха  $\Delta S$ , а также теоретическую мощность компрессора  $N_{\rm T}$ , если его производительность  $\dot{m} = 600$  кг/ч. Дать сводную таблицу и изображение процессов сжатия в pv- и TS-диаграммах.

Решение.

1) Изотермическое сжатие T = const.

Температура при изотермическом сжатии постоянна, поэтому  $T_1 = T_2 = 300$  К. Определим отведённую от воздуха в единицу времени теплоту Q. При изотермическом сжатии идеального газа от него отводится теплота в количестве, эквивалентном теоретической мощности  $N_{\rm T}$ . Поэтому  $|Q| = N_{\rm T}$ . Определим теоретическую мощность компрессора при изотермическом сжатии воздуха по формуле

$$N_T^{u_3} = \dot{m}RT_1 \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = \frac{600}{3600} \cdot 287, 1 \cdot 300 \cdot 2, 07 = 30, 45 \text{ KBT.}$$

Тогда отведённое тепло Q = -30,45 кВт.

Изменение внутренней энергии и энтальпии при изотермическом процессе равно нулю, так как  $T_1 = T_2$ . Изменение энтропии найдём по формуле

$$\Delta S = \frac{Q}{T} = \frac{-30450}{300} = -101,5 \text{ BT/K}.$$

2) Адиабатное сжатие  $pv^k = const$ .

Конечную температуру воздуха  $T_2^{ad}$  при адиабатном сжатии определим согласно выражению

$$T_2^{a\partial} = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 300 \left(\frac{0.8}{0.1}\right)^{\frac{1.4-1}{1.4}} = 544 \text{ K}.$$

В адиабатном процессе количество отведённой теплоты *Q* равно нулю, так как этот процесс протекает без теплообмена с окружающей средой.

Найдем теоретическую мощность  $N_{\rm T}^{\rm ad}$  компрессора при адиабатном сжатии по формуле

$$N_T^{a\partial} = \dot{m}R(T_2 - T_1)\frac{k}{k-1} = \frac{600}{3600} \cdot 287, 1 \cdot (544 - 300)\frac{1,4}{1,4-1} = 41,68 \text{ kBt}.$$

Изменение внутренней энергии при адиабатном процессе определим из уравнения первого начала термодинамики

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

Так как в адиабатном процессе Q = 0, то  $\Delta U = -L$ , т.е. работа (или мощность) совершается за счет изменения внутренней энергии. Если принять во внимание, что работа сжатия является отрицательной величиной, то в решаемой задаче изменение внутренней энергии в единицу времени равно

$$\Delta U = N_T = 41,681$$
 кВт.

Изменение энтропии в адиабатном процессе равно нулю, так как теплообмен отсутствует.

Изменение энтальпии в единицу времени можно определить по формуле

$$\Delta I = mc_p (T_2 - T_1) = \frac{600}{3600} \cdot 1060 \cdot (544 - 300) = 43,97 \text{ kBt.}$$

3) Политропное сжатие  $pv^n = \text{const}$ .

Конечную температуру воздуха при политропном сжатии найдем по формуле, аналогичной для адиабатного процесса

$$T_2^{non} = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} = 300 \cdot \left(\frac{0.8}{0.1}\right)^{\frac{1.21-1}{1.21}} = 430,34 \text{ K}.$$

Отведенная в политропном процессе от воздуха теплота равна  $Q = \dot{m} \left[ c_v - \frac{R}{n-1} \right] (T_2 - T_1) = \frac{600}{3600} \cdot \left[ 731,45 - \frac{287,1}{1,21-1} \right] \cdot (430,34 - 300) =$  = -24,892 кBT.

Изменение внутренней энергии воздуха в политропном процессе (как и в любом процессе) определяется по формуле

$$\Delta U^{non} = \dot{m}c_v(T_2 - T_1) = \frac{600}{3600} \cdot 0,73145 \cdot (430,34 - 300) = 28,64 \text{ kBt}.$$

Теоретическая мощность компрессора при политропном сжатии воздуха равна

$$N_T^{non} = \dot{m}RT_1\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1\right]\frac{n}{n-1} = \frac{600}{3600} \cdot 287, 1 \cdot 300 \cdot \left[8^{\frac{1,21-1}{1,21}} - 1\right] \cdot \frac{1,21}{1,21-1} = \frac{1,21}{1$$

= 36,65 кВт.

Изменение энтропии составляет

$$\Delta S = \frac{Q}{T} = \frac{-24892}{365,17} = -68,17 \text{ BT/K}.$$

Изменение энтальпии равно

$$\Delta I = \dot{m}c_p (T_2 - T_1) = \frac{600}{3600} \cdot 1,06 \cdot (430,34 - 300) = 23,49 \text{ kBt}.$$

Результаты расчетов представлены в табл. 9.1. На рис. 9.9 изображены процессы в *pv*- и *TS*-диаграммах.



Рис. 9.9. Изображение процессов сжатия газа в *pv*- и *TS*-диаграммах

Процесс	Величина					
	Т2, К	<i>Q</i> , кВт	$\Delta U$ , к $B$ т	$\Delta S$ , Bt/K	<i>N</i> , кВт	$\Delta I$ , к $B$ т
Изотермический	300	-30,45	0	-101,5	30,45	0
Адиабатный	544	0	41,681	0	41,68	43,97
Политропный	430,34	-24,892	28,64	-68,17	36,65	23,49

## Сводная таблица расчетных данных

# Пример 9.9

Компрессор всасывает воздух объемом 500 м<sup>3</sup>/ч, давлением 0,1 МПа и температурой 17  $^{0}$ С. В компрессоре воздух изотермически сжимается до давления 0,9 МПа. Определить объем цилиндра компрессора и теоретическую подводимую к нему мощность, если частота вращения вала компрессора 100 мин<sup>-1</sup>.

Решение.

Мощность, подводимую к компрессору, определим по формуле

$$N_T = p_1 \dot{V_1} \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = 0.1 \cdot 10^6 \cdot 0.139 \cdot \ln\left(\frac{0.9}{0.1}\right) = 30.54 \,\mathrm{\kappa Br}.$$

Объем цилиндра компрессора найдем из выражения

$$\dot{V}_1 = V_1 \, n \, z \, ,$$

где n – частота вращения вала; z = 1 – число полостей всасывания. Получим:

$$V_1 = \frac{V_1}{nz} = \frac{0,139}{100/60} = 0,0832 \,\mathrm{m}^3 = 83,3 \,\mathrm{m}.$$

# Пример 9.10

Многоступенчатый поршневой компрессор без вредного пространства сжимает воздух от начального давления  $p_1 = 0,0981$  МПа до давления  $p_2 = 5,4$  МПа. Известно, что отношение конечного давления к начальному одинаково для всех цилиндров и находится в пределах 6...8.

Определить число ступеней компрессора, мощность двигателя, если КПД ступени равен 0,7, и расход охлаждающей воды при увеличении ее температуры на 15 °C. Известно, что начальная температура воздуха  $t_1 = 17$  °C, сжатие политропическое с показателем n = 1,3. Производительность компрессора 300 м<sup>3</sup>/ч (в перерасчете на нормальные условия).

Решение.

По формуле  $\lambda_{cm} = i \sqrt{p_2 / p_1}$  определим число ступеней компрессора:

$$\lambda_{cm} = \sqrt{\frac{5,4}{0,0981}} = 7,42$$

Принимаем количество ступеней i = 2. Мощность двигателя найдем по формуле

$$N_{\partial \theta} = \dot{m}i \frac{\frac{n}{n-1}RT_1 \left( \frac{n-1}{\lambda_{cm}^n} - 1 \right)}{\eta}.$$

В этой формуле неизвестным является массовый расход воздуха, который определим по параметрам нормального условия из уравнения Менделеева  $p_H \dot{V} = \dot{m} R T_H$ , откуда

$$\dot{m} = \frac{p_H \dot{V}}{RT_H} = \frac{0.101325 \cdot 10^6 \cdot 0.0833}{287.1 \cdot 273} = 0.1077 \text{ km/c}.$$

Тогда

$$N_{\partial 6} = 0,1077 \cdot 2 \cdot \frac{\frac{1,3}{1,3-1} \cdot 287,1 \cdot 290 \cdot (7,42^{0,23}-1)}{0,7} = 65 \text{ kBt.}$$

Расход охлаждающей воды найдем из выражения  $Q = m_{\theta} c_{\theta} \Delta t_{\theta}$ , откуда  $m_{s} = \frac{Q}{C_{s} \cdot \Delta t_{s}}$ . В этой формуле Q – количество теплоты, отводимое от цилиндров и промежуточного холодильника. Оно равно  $Q = Q_{cm} + Q_{xon}$ , где  $Q_{cm}$  – количество теплоты, отводимое от стенок цилиндра,  $Q_{xon}$  – теплота, отводимая из промежуточного холодильника.

Количество теплоты, отводимое в процессе сжатия от цилиндров, рассчитаем по формуле

$$Q_{cm} = i m c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1).$$

Количество теплоты, отводимое от газа в промежуточном холодильнике, равно:

$$Q_{xon} = m c_p (T_2 - T_1).$$

В этих формулах  $c_p$  и  $c_v$  – средние удельные изобарные и изохорные теплоемкости;  $T_2$  – температура в конце сжатия в одной ступени. Эту температуру найдем из соотношения параметров в политропном процессе

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} = 290 \cdot 7,42^{0,23} = 460$$
 K.

Найдем значения теплоты, отводимой от стенок цилиндра и из промежуточного холодильника:

$$Q_{cm} = 2 \cdot 0,1077 \cdot 722 \cdot \frac{1,4-1,3}{1,3-1} \cdot (460-290) = 8803,45 \text{ BT};$$
  
$$Q_{xon} = 0,1077 \cdot 1009,8 \cdot (460-290) = 18469 \text{ BT}.$$

Тогда *Q* = 8803,45 + 18469 = 27272,5 Вт.

Таким образом, расход воды на охлаждение компрессора составляет:

$$m_{\theta} = \frac{Q}{c_{\theta} \Delta t_{\theta}} = \frac{27272,5}{4190 \cdot 15} = 0,434 \text{ kg/c}.$$

## Пример 9.11

Компрессор одностороннего действия сжимает воздух производительностью  $V_t = 90 \text{ м}^3/4$ . Начальные параметры воздуха, поступающего в компрессор,  $p_1 = 0,1$  МПа и  $t_1 = 17$  °C. Конечное давление  $p_2 = 6$  МПа. Показатель политропы n = 1,2. Механический КПД компрессора  $\eta_{Mex} = 0,8$ . КПД муфтового соединения  $\eta_M = 0,9$ . КПД электродвигателя  $\eta_{3\pi} = 0,85$ . Частота вращения двигателя z = 120 об/мин.

Определить число ступеней *i* в компрессоре, объемы всасывания первой и второй ступеней  $V_1^{H}$  и  $V_2^{H}$ , изменение внутренней энергии воздуха  $\Delta u$ , работу компрессора при политропном сжатии, мощность компрессора  $N_{\kappa}$ , полную мощность  $N_{3n}$ , расход воды на охлаждение компрессора если ее температура увеличивается на  $\Delta t_e = 20$  °C.

#### Решение.

Определим количество ступеней. Степень повышения давления газа  $\lambda$  не должна превышать 8, так как при более высокой  $\lambda$  температура  $T_2$  становится недопустимо высокой и может превысить температуру самовоспламенения смазочного масла. Степень повышения давления и количество ступеней связаны соотношением  $\lambda = i \sqrt{p_2 / p_1}$ .

$$8 = \sqrt{6}/0, 1, i = 8/\ln(60) = 8/4, 09 = 8 \cdot 0, 244 = 1,956.$$

Поскольку количество ступеней должно быть целым числом, принимаем i = 2.

Определим степень сжатия двухступенчатого компрессора

$$\lambda = \sqrt{p_2 / p_1} = \sqrt{6 / 0.1} = 7.75$$
.

Определим начальные объемы цилиндров первой и второй ступеней  $V_1^{H}$  и  $V_2^{H}$ . Для определения  $V_1^{H}$  воспользуемся уравнением

$$V_t = V_1 \cdot n \cdot z ,$$

где  $V_1$  – начальный объем; n – частота вращения коленчатого вала; z – число цилиндров всасывающих воздух из атмосферы. Для нашей задачи z = 1.

$$V_1^{\scriptscriptstyle H} = \frac{V_t}{n \cdot z} = \frac{0.025}{2 \cdot 1} = 0.0125 \,\mathrm{m}^3.$$

Начальный объем второго цилиндра определим из уравнения состояния идеального газа.

$$p_2^{cm} \cdot \mathbf{V}_2^{H} = \mathbf{m} \cdot R \cdot T_1$$
, откуда  $\mathbf{V}_2^{H} = \frac{\mathbf{m} \cdot R \cdot T_1}{p_2^{cm}}$ ,

здесь давление всасывания второй ступени будет равно давлению сжатия первой ступени.

$$p_2^{cm} = \lambda \cdot \mathbf{p}_1 = 7,75 \cdot 0, 1 = 0,775 \,\mathrm{M\Pi a}.$$

Массу воздуха т определим из уравнения состояния по условиям всасывания

$$p_1 \cdot \mathbf{V}_1^{\mathrm{H}} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{R} \cdot T_1,$$

откуда

 $\mathbf{m} = \frac{p_1 \cdot \mathbf{V}_1^{\text{H}}}{R \cdot T_1} = \frac{0.1 \cdot 10^6 \cdot 0.0125}{287.1 \cdot 290} = 0.0150 \,\text{кг}.$ 

Зная массу, можно определить начальный объем второй ступени

$$V_2^{H} = \frac{0,0150 \cdot 287, 1 \cdot 290}{0,775 \cdot 10^6} = 0,00161 \text{ m}^3.$$

Определим работу компрессора по политропе сжатия

$$L_{\kappa} = \mathbf{i} \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \cdot \frac{n}{n-1} =$$
  
= 2 \cdot 0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,0125 \cdot \left[ (7,75)^{\frac{1,2-1}{1,2}} - 1 \right] \cdot \frac{1,2}{1,2-1} =  
= 2 \cdot 0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,0125 \cdot 0,4077 \cdot 6 = 6115,5 \mathcal{J}\mathcal{K}.

Изменение внутренней энергии при сжатии воздуха по политропному процессу (как и для любого другого процесса) определим по формуле

$$\Delta u = m \cdot \overline{c}_v \cdot (T_2 - T_1) = 0,0150 \cdot 722 \cdot (408 - 290) = 1278$$
 Дж.

Для определения мощности компрессора для сжатия воздуха с учетом механического КПД воспользуемся уравнением для определения работы компрессора  $L_{\kappa}$ , заменив начальный объем  $V_1$  на объемную подачу  $V_t$ 

$$N_{\kappa} = \left[\mathbf{i} \cdot p_1 \cdot V_t \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1\right] \cdot \frac{n}{n-1}\right] / \eta_{\text{Mex}} =$$

$$= \left[ 2 \cdot 0, 1 \cdot 10^{6} \cdot 0, 025 \cdot \left[ (7,75)^{\frac{1,2-1}{1,2}} - 1 \right] \cdot \frac{1,2}{1,2-1} \right] / 0,8 =$$
$$= 2 \cdot 0, 1 \cdot 10^{6} \cdot 0,025 \cdot 0,4077 \cdot 6 / 0,8 = 15,29 \,\kappa Bm.$$

Мощность электрического привода определим по формуле

$$N_{_{\mathfrak{I}}\mathfrak{I}} = \frac{N_{_{\mathcal{K}}}}{\eta_{_{\mathfrak{I}}\mathfrak{I}}} \approx 20\,\mathrm{\kappa Br}$$

Для определения расхода воды на охлаждение компрессора необходимо знать отводимое тепло  $Q = Q_u + Q_{xon}$ , которое состоит из теплоты, отводимой в процессе сжатия воздуха от цилиндров компрессора  $Q_u$  и количества теплоты, отводимого от воздуха в промежуточном холодильнике  $Q_{xon}$ .

$$Q_{ij} = i \cdot m_t \cdot \overline{c}_v \cdot \frac{n-\kappa}{n-1} \cdot (T_2 - T_1)$$

И

$$Q_{xon} = i \cdot m_t \cdot \overline{c}_p \cdot (T_2 - T_1)$$

В этих формулах неизвестным является массовый расход, который определяется из уравнения состояния

$$p_1 \cdot \mathbf{V}_t = \mathbf{m}_t \cdot R \cdot T_1$$

откуда

$$\mathbf{m}_{t} = \frac{p_{1} \cdot \mathbf{V}_{t}}{R \cdot T_{1}} = \frac{0.1 \cdot 10^{6} \cdot 0.025}{287.1 \cdot 290} = 0.03 \,\mathrm{kg/c}.$$

Подставим значение массового расхода в формулы и определим отводимое тепло  $Q_{\mu}$  и  $Q_{xon}$ .

$$Q_{u} = 2 \cdot 0.03 \cdot 722 \cdot \frac{1.2 - 1.4}{1.2 - 1} \cdot (408 - 290) =$$
  
= 2 \cdot 0.03 \cdot 722 \cdot (-1) \cdot 118 = -5112 BT,  
$$Q_{xov} = 2 \cdot 0.03 \cdot 1002 \cdot 118 = 7094 BT.$$

Общее количество отводимой теплоты

$$Q = Q_u + Q_{xon} = 5112 + 7094 = 12206$$
 BT.

Расход воды на охлаждение компрессора

$$Q = m_{\rm B} \cdot c_{\rm p} \cdot (\Delta t_{\rm g});$$
$$m_{\rm B} = \frac{Q}{c_{\rm p} \cdot \Delta t_{\rm g}} = \frac{12206}{4190 \cdot 20} = 0,146 \frac{\kappa^2}{c} \cdot 3600 = 524 \frac{\kappa^2}{q}.$$

# 9.5. Задачи

**9.1**. Одноступенчатый компрессор, имеющий подачу 100 м<sup>3</sup>/ч, подает охлажденный до начальной температуры сжатый воздух давлением 0,5 МПа. Наружное давление 0,1 МПа при температуре 27 <sup>0</sup>C. Найти подводимую теоретическую мощность при: а) изотермическом сжатии; б) политропном сжатии (n = 1,25); в) адиабатном сжатии (k = 1,4).

Ответ: а) 21,9 кВт; б) 25,9 кВт; в) 27,9 кВт.

**9.2.** Одноступенчатый компрессор всасывает воздух объемом 500 м<sup>3</sup>/ч, давлением 0,1 МПа и температурой 17  $^{0}$ С. В компрессоре воздух изотермически сжимается до давления 0,9 МПа. Определить объем цилиндра компрессора и теоретическую подводимую к нему мощность, если частота вращения вала компрессора 100 мин<sup>-1</sup>.

Ответ:  $V_h = 83,3$  л;  $N_t = 29,9$  кВт.

**9.3.** Воздушный одноступенчатый компрессор всасывает воздух объемом 500 м<sup>3</sup>/ч, давлением 0,1 МПа и температурой 17  $^{0}$ С. Поступивший в цилиндр воздух адиабатно сжимается до давления 0,9 МПа. Найти конечную температуру сжатия, объем цилиндра и подводимую теоретическую мощность, если частота вращения вала компрессора 100 мин<sup>-1</sup>.

Ответ:  $T_2 = 543$  К;  $V_h = 83,3$  л;  $N_t = 41,6$  кВт.

**9.4.** Одноступенчатый компрессор подает воздух массой 500 кг/ч, охлажденный до начальной температуры и сжатый до 0,8 МПа. Давление в цилиндре компрессора в начале сжатия 93 кПа при температуре 27  $^{0}$ С. Сжатие происходит по политропе с n = 1,3. В результате улучшения охлаждения стенок цилиндра компрессора показатель политропы сжатия понизился до 1,2. Найти экономию в подводимой мощности, полученную в результате улучшения охлаждения стенок цилиндра.

Ответ: экономия составила 3,46 кВт, или 10,5 %.

**9.5.** Одноступенчатый компрессор всасывает 250 м<sup>3</sup>/ч воздуха давлением 90 кПа при температуре 25  $^{0}$ С и сжимает его до 0,8 МПа. Каков должен быть расход воды, пропускаемой через рубашку компрессора за 1 ч, если сжатие происходит по политропе с показателем n = 1,2, а температура воды в рубашке компрессора повышается на 15 К.

Ответ: 370 л/ч.

**9.6.** Для получения воздуха давлением 3,6 МПа применяется двухступенчатый компрессор с промежуточным охлаждением воздуха в холодильнике до начальной температуры. Найти теоретическую подводимую мощность, если в начале сжатия давление воздуха 0,1 МПа, а показатель политропы сжатия для обеих ступеней n = 1,3.

Ответ: 217 кВт.

9.7. Массовая подача воздуха, сжимаемого трехступенчатым компрессором, составляет 250 кг/ч при давлении 8 МПа. Найти подводимую

теоретическую мощность, необходимую для обеспечения такой подачи воздуха. Сжатие считается идеальным. Давление всасываемого воздуха 95 кПа, а его температура 17 <sup>0</sup>С.

Ответ: 31,8 кВт.

**9.8.** Трехступенчатый компрессор всасывает воздух объёмом 60 м<sup>3</sup>/ч, давлением 80 кПа при температуре 27  $^{0}$ С и сжимает его адиабатно до 10 МПа. Найти объемную подачу компрессора по сжатому воздуху и теоретическую мощность компрессора  $N_t$ .

Ответ:  $\dot{V} = 0,8 \text{ м}^3/\text{ч}; N_t = 8,1 \text{ кВт.}$ 

**9.9.** Расход газа в поршневом одноступенчатом компрессоре составляет  $\dot{V_1} = 60 \text{ м}^3$ /мин при давлении  $p_1 = 0,1$  МПа и температуре  $t_1 = 25 \, {}^{0}\text{C}$ . При сжатии газа температура повышается на 200  ${}^{0}\text{C}$ . Сжатие происходит по политропе с показателем n = 1,45. Определить конечное давление, работу сжатия и работу привода, количество отведенной теплоты, а также теоретическую мощность привода компрессора. При расчете принять k = 1,67.

Ответ:  $p_2 = 0,49$  МПа; L = -8,9 МДж;  $L_0 = -12,9$  МДж; Q = 24,4 кВт; N = 107 кВт.

**9.10.** При пуске дизеля в ход был израсходован весь запас сжатого воздуха. Для восполнения израсходованного воздуха был пущен в ход двухступенчатый компрессор мощностью 2,9 кВт. Определить время, необходимое для этого, если вместимость пускового баллона, из которого забирался воздух для пуска, составляет 100 л; давление воздуха в баллоне при температуре 27 <sup>о</sup>С перед началом заполнения 0,1 МПа, а в конце заполнения 4,3 МПа. При подсчете принять, что давление в ЦНД компрессора в начале сжатия 90 кПа. Температура в начале сжатия в обеих ступенях 27 <sup>о</sup>С. Работа в них разделена поровну. Сжатие происходит по политропе с показателем n = 1,3. Ответ: 11,8 мин.

# 9.6. Контрольные вопросы

*1) Какие допущения делаются при изучении идеального компрессора, отличающие его от реального?* 

2) Почему в реальном поршневом компрессоре поступление воздуха в цилиндр происходит не во всем протяжении хода поршня?

3) Как влияет на показания политропы сжатия более интенсивное охлаждение стенок цилиндра компрессора?

4) От каких причин зависит наибольшее допустимое давление в конце сжатия компрессора?

5) Для чего применяют многоступенчатое сжатие?

6) В чем преимущества многоступенчатого сжатия по сравнению с одноступенчатым?

# 10. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ И ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

# 10.1. Общие понятия

Процессы, по которым работают реальные двигатели внутреннего сгорания (ДВС) и газотурбинные установки (ГТУ), являются необратимыми, так как теплота подводится к рабочему телу путём сжигания топлива, а процесс сгорания является процессом необратимым. Кроме того, работа реальных двигателей сопровождается трением, лучеиспусканием и другими необратимыми явлениями.

В термодинамике рассматриваются циклы, состоящие только из обратимых процессов, которые могут подвергаться термодинамическим исследованиям. При этом предполагается, что рабочим телом является идеальный газ, теплота подводится к нему извне, а не выделяется при сгорании топлива. Предполагается отсутствие трения, лучеиспускания и других необратимых явлений, которые сопровождают работу двигателей. Результаты исследований термодинамических циклов можно применять к практическим расчётам ДВС и ГТУ путем введения в расчёт поправочных коэффициентов.

# 10.2. Термодинамический цикл ДВС со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера)

Познакомимся с принципом работы четырёхтактного бескомпрессорного дизеля (рис. 10.1). В верхнем крайнем положении поршня 1 открывается впускной клапан 2 и воздух при движении поршня вниз (первый такт) заполняет внутреннюю полость цилиндра. При последующем ходе поршня вверх (второй такт), когда клапаны 2 и 4 закрыты, происходит сжатие воздуха в цилиндре с повышением его температуры, которая превышает температуру самовоспламенения топлива. Незадолго до прихода поршня в крайнее верхнее положение – верхнюю мёртвую точку (BMT) – в цилиндр через форсунку 3 под большим давлением (10...40 МПа) впрыскивается жидкое топливо. Процесс горения топлива начинается вначале при постоянном объёме с повышением давления в цилиндре, а затем при постоянном давлении (в начале третьего такта – рабочего хода). По окончании горения топлива происходит расширение образовавшихся при этом газов и перемещение поршня вниз при закрытых клапанах 2 и 4 (вторая часть третьего такта). По приходе поршня в нижнюю мёртвую точку (НМТ) открывается выпускной клапан 4, давление газов понижается, отработавшие газы на протяжении всего последующего хода поршня вверх (четвёртый такт) удаляются из цилиндра. Затем все описанные процессы повторяются.

В связи с тем, что процессы впуска воздуха и выпуска отработанных газов (первый и четвёртый такты) являются процессами чисто механическими, а не термодинамическими, то на *pv*- и *Ts*-диаграммах их не показывают.

На рис. 10.2 показан термодинамический цикл ДВС со смешанным подводом теплоты на *pv* - и *Ts*-диаграммах.

Точка *а* на этих диаграммах соответствует положению поршня в НМТ. Линия a-c – линия адиабатного сжатия идеального газа (рабочего тела), протекающего с повышением его давления и температуры и уменьшением удельного объёма. По изохоре c - z' и



Рис. 10.1. Схема беском-прессорного дизеля

изобаре z' - z происходит подвод теплоты. Линия *z*-*b* изображает адиабатное расширение газа с понижением давления и температуры и увеличением его удельного объёма. Теплота отводится по изохоре *b*-*a*.



Рис. 10.2. Изображение цикла ДВС со смешанным подводом теплоты на *pv*- (*a*) и *Ts*- (*б*) диаграммах

Характеризующими этот цикл величинами являются:

- степень сжатия  $\varepsilon$  – отношение удельного объёма газа в начале сжатия  $v_a$  к удельному объёму в конце сжатия  $v_c$  :

$$\varepsilon = v_a / v_c ; \qquad (10.1)$$

- степень повышения давления  $\lambda$  – отношение давления в конце подвода теплоты  $p_z$  к давлению в начале подвода теплоты  $p_c$ :

$$\lambda = p_z / p_c \,; \tag{10.2}$$

- степень предварительного расширения  $\rho$  – отношение удельного объёма газа в конце подвода теплоты  $v_z$  к удельному объёму в начале подвода теплоты  $v_c$ :

$$\rho = v_z / v_c$$

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

в точке с

$$\frac{p_c}{p_a} = \left(\frac{v_a}{v_c}\right)^k = \varepsilon^k; \quad p_c = p_a \varepsilon^k; \quad (10.3)$$

$$\frac{T_c}{T_a} = \left(\frac{v_a}{v_c}\right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}; \quad T_c = T_a \varepsilon^{k-1}; \quad (10.4)$$

в точке z'

$$\frac{p_{z'}}{p_c} = \lambda; \quad p_{z'} = p_c \lambda = p_a \varepsilon^k \lambda; \tag{10.5}$$

$$\frac{T_{z'}}{T_c} = \frac{p_{z'}}{p_c}; \quad T_{z'} = T_c \lambda = T_a \varepsilon^{k-1} \lambda; \quad (10.6)$$

в точке z

$$p_z = p_{z'}; \quad p_z = p_a \varepsilon^k \lambda; \tag{10.7}$$

$$\frac{T_z}{T_{z'}} = \frac{v_z}{v_{z'}} = \rho; \quad T_z = T_{z'}\rho = T_a \varepsilon^{k-1} \lambda \rho;$$
(10.8)

в точке b

$$\frac{p_b}{p_z} = \left(\frac{v_z}{v_b}\right)^k = \left(\frac{v_z}{v_c}\frac{v_c}{v_b}\right)^k = \frac{\rho^k}{\varepsilon^k}; \quad p_b = p_a \lambda \rho^k; \quad (10.9)$$

$$\frac{T_b}{T_z} = \left(\frac{v_b}{v_z}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_z}{v_c}\frac{v_c}{v_a}\right)^{k-1} = \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}}; \quad T_b = T_a \lambda \rho^k.$$
(10.10)

Термический КПД смешанного цикла равен
$$\begin{split} \eta_{t\ cM} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''}, \\ \text{где } q_1 = q_1' + q_1''; q_1' = (u_{z'} - u_c) = c_v (T_{z'} - T_c); q_1'' = (i_z - i_{z'}) = c_p (T_z - T_{z'}); \\ q_2 = (u_b - u_a) = c_v (T_b - T_a). \end{split}$$

Подставляя значения соответствующих температур и полагая, что теплоемкости идеального газа величины постоянные, получим

$$\eta_{t \ CM} = 1 - \frac{\lambda \rho^{k} - 1}{\varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]}.$$
(10.11)

Из этого уравнения следует, что повышения экономичности двигателя можно достигнуть увеличением степени сжатия  $\varepsilon$  и степени повышения давления  $\lambda$  и уменьшением степени предварительного расширения  $\rho$ .

# 10.3. Термодинамический цикл ДВС с изохорным подводом теплоты (цикл Отто)

Этот цикл является идеальным для многочисленного класса карбюраторных двигателей, широко распространённых в установках на самолётах, автомобилях, на катерах, в маломощных стационарных установках (приводов насосов, электрических станций и т.д.).

Четырехкратный карбюраторный двигатель (рис. 10.3) работает следующим образом. При движении поршня 1 вниз через всасывающий клапан 3 в цилиндр поступает смесь паров жидкого легковоспламеняющегося топлива (например, бензина) с воздухом, которая образуется в особом устройстве - карбюраторе 2 (первый такт). При последующем ходе поршня вверх эта смесь сжимается и в конце хода воспламеняется от искры, проскакивающей между электродами электрической свечи (второй такт). Сгорание смеси, соответствующее процессу подвода теплоты, происходит почти мгновенно в виде взрыва, т. е. подвод теплоты считается изохорным. В результате сгорания смеси давление и температура её повышаются, и затем совершается рабочий ход, при котором поршень идёт вниз (третий такт). В конце рабочего хода выпускной клапан 4





открывается, поршень идёт снова вверх и вы- торного талкивает из цилиндра продукты сгорания (четвёртый такт). Если в цикле со смешанным подводом теплоты принять, что подвод теплоты происходит только по изохоре *c-z*, т. е. принять  $\rho = 1$ , то  $v_{z'}$  станет равным  $v_z$ . В этом случае получится цикл с изохорным подводом теплоты, который на диаграммах *pv* и *Ts* имеет вид, показанный на puc. 10.4.

На этих рисунках линия а-с графически изображает процесс адиабатного сжатия идеального газа; с-z — процесс подвода теплоты по изохоре; z-b — процесс адиабатного расширения (рабочий ход) и линия b-а процесс отвода теплоты в холодильник по изохоре.



Рис. 10.4. Изображение цикла ДВС с изохорным подводом теплоты на *pv*-(*a*) и *Ts*-(*б*) диаграммах

Параметры в узловых точках цикла определяются аналогично циклу со смешанным подводом теплоты, т.е. по формулам (10.3) – (10.6), (10.9) и (10.10) при  $\rho = 1$ . Термический КПД этого цикла определяется по уравнению (10.11), если принять в нем  $\rho = 1$ :

$$\eta_{tv} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$
 (10.12)

Из уравнения (10.12) видно, что термический КПД цикла ДВС с подводом теплоты по изохоре зависит от степени сжатия  $\varepsilon$  и показателя адиабаты k, при неизменном значении которого термический КПД этого цикла  $\eta_{tv}$  увеличивается с увеличением степени сжатия. Несмотря на то, что с увеличением степени сжатия растут термический КПД и полезная работа цикла при больших степенях сжатия ( $\varepsilon > 10$ ), в результате значительного повышения температуры в конце процесса сжатия может наступить самовоспламенение смеси. Еще более существенным является то обстоятельство, что с увеличением степени сжатия, а, следовательно, и с увеличением температуры, в конце сжатия появляется детонация свежей рабочей смеси, которая приводит к взрывному характеру сгорания. В результате детонации процесс сгорания нарушается, мощность двигателя падает, расход топлива растет. По этой причине двигатели, работающие по циклу v = const, имеют вполне определенные предельные значения степени сжатия ( $\varepsilon = 5,5...9,0$ ).

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

# 10.4. Термодинамический цикл ДВС с изобарным подводом теплоты (цикл Дизеля)

Двигатели, в основу работы которых положен цикл с подводом теплоты при постоянном давлении (с постепенным сжиганием топлива), имеют ряд преимуществ по сравнению с двигателями, работающими по циклу с изохорным подводом теплоты. Они связаны с тем, что в двигателях с постепенным сгоранием осуществляется раздельное сжатие топлива и воздуха. Поэтому здесь можно достигнуть более высоких степеней сжатия.

Воздух при высоких давлениях имеет высокую температуру, и подаваемое топливо в цилиндр самовоспламеняется без всяких запальных приспособлений.

В ДВС с постепенным сгоранием топлива воздух сжимается в цилиндре, а топливо подается насосом и распыливается форсункой. Раздельное сжатие позволяет применять степени сжатия до  $\varepsilon = 20$ , исключая преждевременное самовоспламенение топлива. Конструкция такого двигателя впервые была разработана немецким инженером Р. Дизелем.

Цикл с подводом теплоты при постоянном давлении является частным случаем цикла со смешанным подводом теплоты при  $\lambda = 1$ .

Рассмотрим идеальный цикл ДВС с изобарным подводом теплоты в *pv*- и *Ts*-диаграммах (рис. 10.5).



Рис. 10. 5. Изображение цикла ДВС с изобарным подводом теплоты на *pv*-(*a*) и *Ts*-(б) диаграммах

Идеальный цикл при p=const состоит из двух адиабат сжатия a-c и расширения z-b, изобары подвода теплоты c-z и изохоры отвода теплоты b-a.

Параметры в узловых точках цикла определяются как и в цикле со смешанным подводом теплоты, т.е. по формулам (10.3), (10.4) и (10.7) – (10.10) при  $\lambda = 1$ .

Термический КПД цикла находится из выражения (10.11) при λ = 1:

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k\varepsilon^{k-1}(\rho - 1)}.$$
(10.13)

Влияние  $\varepsilon$  на  $\eta_{tp}$  такое же, как и в предыдущих циклах, т.е. с увеличением степени сжатия увеличивается и термический КПД цикла. При увеличении степени предварительного расширения  $\rho$ , как видно из формулы (10.13), термический КПД цикла должен падать. При постоянной степени сжатия увеличение  $\rho$  вызовет увеличение объема  $v_z$ , который зависит от подводимого количества теплоты  $q_1$ . При увеличении  $q_1$  увеличивается объем  $v_z$ , а вместе с ним увеличивается и работа цикла. Таким образом, возрастание  $\rho$  приводит к увеличению работы и уменьшению термического КПД.

Сопоставляя значения термических КПД циклов с подводом теплоты при v = const (10.12) и p = const (10.13), видим, что они различаются множителем

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

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

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

Из *Ts*-диаграммы (рис. 10.6) следует, что наибольший термический КПД будет у цикла с подводом теплоты при p = const:  $\eta_{tp} > \eta_{tcm} > \eta_{tv}$ , КПД смешанного цикла имеет промежуточное значение по сравнению с циклами с подводом теплоты при p = const и v = const.

При оптимальных степенях сжатия (цикл с изохорным подводом теплоты –  $\varepsilon < 10$ , цикл с изобарным подводом теплоты и смешанный цикл –  $\varepsilon = 16$  и 22 соответственно)  $\lambda_v = 3,2...4,2$ ,  $\lambda_{cM} = 1,6...2,0$ ,  $\rho_{cM} = 1,3...1,7$ ,

$$\eta_{tCM} > \eta_{tp} > \eta_{tv},$$

что видно из рис. 10.7. Поэтому все выпускаемые сейчас ДВС работают по смешанному циклу.



Рис. 10.6. Сравнение циклов ДВС при одинаковых  $p_z$ ,  $T_z$  и  $q_2$ 



Рис. 10.7. Сравнение циклов ДВС при оптимальных степенях сжатия

# 10.5 Термодинамический цикл газотурбинных установок с изобарным подводом теплоты (цикл Брайтона)

Распространение газотурбинных установок (ГТУ) в различных областях народного хозяйства объясняется несомненными достоинствами, свойственными этим установкам. В ГТУ отсутствует кривошипно-шатунный механизм и связанное с ним возвратно-поступательное движение. Благодаря этому, работа турбин отличается высокой равномерностью вращения рабочего вала. Высокая частота вращения вала позволяет сосредоточить в одном агрегате большую мощность при относительно небольших габаритах всей установки. КПД таких двигателей доходит до 35 %.

Принцип действия газовой турбины легко уясняется по рис. 10.8.

Турбина состоит из двух основных частей: ротора *1*, насаженного на рабочий вал *2*, и статора – неподвижной части турбины, в котором устроены сопла *3*. Проходя по этим соплам, газы приобретают высокую скорость, часто превосходящую скорость звука. По выходе из сопла газы попадают на рабочие лопатки *4* и заставляют вращаться ротор.

Рассмотрим ГТУ с изобарным подводом теплоты (рис. 10.9). Воздух, сжатый в компрессоре 2, поступает в камеру сгорания 1, куда одновременно подается и топливо. После сгорания образуется рабочая газовая смесь высокой температуры, которая поступает в турбину 3 и, сработав в ней, отводится через выпускной патрубок 4 в атмосферу с пониженной температурой и давлением.





Рис. 10.8. Простейшая схема проточной части турбины

Рис. 10.9. Схема ГТУ с изобарным подводом теплоты

Все процессы, протекающие в камере сгорания, а именно: процессы подачи топлива и воздуха, горения топлива, образования рабочей газовой смеси – совершаются непрерывно при постоянном давлении. В итоге поток газовой смеси, протекающий через турбину, получается тоже непрерывным и с установившимися параметрами рабочей смеси.

Цикл ГТУ с изобарным подводом теплоты в *pv*- и *Ts*-диаграммах показан на рис. 10.10 и 10.11.

По адиабате *a*-*c* происходит сжатие идеального газа, что соответствует сжатию воздуха в компрессоре; по изобаре *c*-*z* теплота  $q_1$  подводится к сжатому газу, что соответствует сгоранию топлива в камере сгорания; по адиабате *z*-*b* газы в газовой турбине расширяются, а по изобаре *b*-*a* происходит отвод теплоты  $q_2$  в атмосферу.

Параметрами цикла являются степень повышения давления воздуха  $\lambda = p_c / p_a$  и степень предварительного расширения  $\rho = v_z / v_c$ . Термический КПД цикла определяют из общего выражения

$$\eta_{t \ p} = 1 - \frac{q_2}{q_1},$$
  
где  $q_1 = i_z - i_c = c_p (T_z - T_c); \ q_2 = i_b - i_a = c_p (T_b - T_a)$ 

Параметры газа в узловых точках цикла находят по формулам, связывающим параметры газа в адиабатном и изобарном процессах:

в точке 
$$c - T_c = T_a \lambda^{(k-1)/k}$$
;

в точке  $z - T_z = T_a \lambda^{(k-1)/k} \rho$ ;

в точке  $b - T_b = T_a \rho$ .

Найдем выражение для термического КПД цикла:

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





Рис. 10.10. Цикл ГТУ с изобарным подводом теплоты в *pv*-диаграмме

Рис. 10.11. Цикл ГТУ с изобарным подводом теплоты в *Ts*-диаграмме

Следовательно, термический КПД ГТУ с изобарным подводом теплоты увеличивается с ростом степени повышения давления  $\lambda$  и показателя адиабаты k.

# 10.6 Термодинамический цикл газотурбинных установок с изохорным подводом теплоты (цикл Гемфри)

В газотурбинной установке, работающей по этому циклу, процесс сгорания в замкнутом объеме камеры.

Схема ГТУ со сгоранием при v = const изображена на рис. 10.12.

Компрессор 1, приводимый во вращение турбиной 6, подает сжатый воздух в камеру сгорания 4 через управляемый клапан 7. Второй клапан 5 находится в конце камеры сгорания и предназначен для подачи продуктов сгорания в турбину. Топливо в камеру сгорания подается насосом 2, находящимся на валу турбины, через форсунку. Подача топлива должна осуществляться периодически топливным клапаном 3. В камере сгорания при закрытых клапанах 7 и 5 происходит процесс горения топлива в постоянном объеме. При увеличении давления клапан 5



Рис. 10.12. Схема ГТУ со сгоранием при постоянном объеме

открывается, и продукты сгорания поступают в сопловой аппарат и на ло-

патки турбины 6. При прохождении через лопатки турбины газ совершает работу и выбрасывается в окружающую среду.

На рис. 10.13, *a*, *б* приведен цикл этой установки на *pv*- и *Ts*диаграммах. На этих диаграммах: *a*-*c* – адиабатное сжатие в компрессоре; *c*-*z* – подвод теплоты при *v* = *const*; *z*-*b* – адиабатное расширение газа в турбине; *b*-*a* – изобарная отдача газом теплоты окружающему воздуху. Основными параметрами цикла являются степень повышения давления  $\lambda = p_c / p_a$  и степень изохорного повышения давления  $\beta = p_z / p_c$ .



Рис. 10.13. Цикл Гемфри на *pv*- (*a*) и *Ts*- (б) диаграммах

Для определения термического КПД, равного

$$\eta_{tv} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p (T_b - T_a)}{c_p (T_z - T_c)},$$

найдем температуру газа в узловых точках цикла:

в точке  $c - T_c = T_a \lambda^{(k-1)/k}$ ; в точке  $z - T_z = T_a \lambda^{(k-1)/k} \beta$ ; в точке  $b - T_b = T_a \beta^{1/k}$ .

Подставим значения этих температур в формулу термического КПД

$$\eta_{tv} = 1 - \frac{k(\beta^{1/k} - 1)}{\lambda^{(k-1)/k}(\beta - 1)}$$

Эта формула показывает, что термический КПД цикла зависит от степени повышения давления  $\lambda$ , определяемой повышением давления воздуха в компрессоре, и от степени изохорного повышения давления  $\beta$ , характеризующей подведенное количество теплоты в цикле.

Из сравнения между собой циклов с подводом теплоты при p = constи v = const на pv- и *Ts*-диаграммах (рис. 10.14, a,  $\delta$ ) видно, что при одной и той же степени повышения давления и одинаковом отводимом количестве теплоты цикл при v = const выгоднее цикла при p = const.

Это объясняется большей степенью расширения в цикле v = const, а следовательно, и большими значениями термического КПД.



Рис. 10.14. Сравнение циклов Брайтона и Гемфри

Несмотря на это преимущество, цикл с подводом теплоты при v = const широкого применения в практике не нашел в связи с усложнением конструкции камеры сгорания и ухудшением работы турбины в пульсирующем потоке газа, хотя работы по совершенствованию этого цикла продолжаются.

# 10.7. Газотурбинные установки с регенерацией

Отработавшие в газовой турбине газы имеют температуру 450...500 <sup>0</sup>C и, следовательно, уносят в атмосферу значительное количество теплоты, часть которой можно использовать в турбине. Для этого служит регенерация теплоты.

Применительно к ГТУ регенерация заключается в том, что отработавшие газы в турбине пропускаются через специальный теплообменник, в котором они отдают часть теплоты воздуху, направляемому после сжатия в компрессоре в камеру сгорания.

Работает такая установка следующим образом. Наружный воздух после сжатия в компрессоре *1* поступает в теплообменник *2*, где проходит по змеевику, омываемому отработанными газами, и таким образом, нагревается за счёт охлаждения газов. После этого воздух подаётся в камеру сгорания *3* (рис. 10.15).



На рис. 10.16 приведена *Ts*-диаграмма с регенерацией. Как и в ГТУ без регенерации, внешняя теплота  $q_1$  подводится по изобаре  $p_2$ , а теплота  $q_2$  отводится по изобаре  $p_1$ . Для осуществления регенерации нужно перенести часть теплоты с изобары  $p_1$  на изобару  $p_2$ . Назовём эту теплоту теплотой регенерации  $q_p$ . Такой перенос возможен только после того, как рабочие газы отработают на лопатках турбины (точка *b* на диаграмме), а закончится в точке *d*, когда температура отработавших газов  $T_b$  сравняется с температурой  $T_c$  (точка *c*) и когда должен начаться подвод теплоты по изобаре  $p_2$ . Другими словами перенос  $q_p$  возможен только в пределах температур  $T_b$ - $T_d$  на изобаре  $p_1$  или, что то же самое, в пределах температур  $T_c$  -  $T_{c'}$ , так как  $T_b = T_{c'}$ . Использование этого перепада температур для переноса теплоты  $q_p$  полностью называется полной или предельной регенерацией. При этом по изобаре  $p_1$  будет взято количество теплоты, определяемое площадью диаграммы под отрезком *b*-*d*, и перенесено на изобару  $p_2$  под отрезок *c*-*c*<sup>/</sup>. Обе эти площади равны между собой.

При таком переносе теплоты значение удельной работы цикла  $l_0$  не изменится и будет таким же, как и в цикле без регенерации. Однако количество теплоты  $q_1$  за счет внешнего источника, т.е. за счет теплоты топлива, сжигаемого в камере сгорания, будет уменьшено. При регенерации эта теплота подводится на протяжении не всей изобары *c-z*, а только на участке c'-*z*, т.е. подвод теплоты от внешнего источника составит  $q'_1 = q_1 - q_p$ . Соответственно уменьшится и отвод теплоты  $q'_2$ , который будет продолжаться не по всей изобаре *b-a*, а только на участке *d-a*, т.е.  $q'_2 = q_2 - q_p$ . Таким образом, цикл станет более экономичным.

Если предположить, что охлаждение отработавших газов в регенераторе происходит до температуры воздуха, поступающего в него после компрессора с температурой  $T_d = T_c$ , то регенерация будет полной.

Термический КПД цикла при полной регенерации, когда  $T_b - T_d = T_c - T_c$ , определяется по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1},$$
  
где  $q_1 = c_p(T_z - T_{c'}) = c_p(T_z - T_b); \quad q_2 = c_p(T_d - T_a) = c_p(T_c - T_a),$  тогда  
 $\eta_t = 1 - \frac{T_c - T_a}{T_z - T_b}.$ 

При принятых параметрах цикла ГТУ с подводом теплоты при p = const

$$T_{c} = T_{a} \lambda^{(k-1)/k}; T_{z} = T_{a} \lambda^{(k-1)/k} \rho; T_{b} = T_{a} \rho$$
$$\eta_{t} = 1 - \frac{T_{a}}{T_{b}} = 1 - \frac{1}{\rho}.$$

И

Эта формула показывает, что термический КПД цикла при полной регенерации зависит как от начальной температуры, так и от температуры в конце адиабатного расширения. Обычно двигатели работают не при полной регенерации, поэтому  $T_d > T_c$ . При этом термический КПД цикла должен учитывать степень регенерации, определяемую как отношение количества теплоты, переданного воздуху, к тому количеству теплоты, которое могло бы быть передано при охлаждении газов до температуры сжатого воздуха.

При наличии регенерации теплоты термический КПД равен

$$\eta_t = \frac{(\rho - 1)(\lambda^{(k-1)/k} - 1)}{(\rho - 1)\lambda^{(k-1)/k} - \sigma(\rho - \lambda^{(k-1)/k})},$$

где  $\sigma = (T_{c'} - T_c)/(T_b - T_d)$  – степень регенерации.

При полной регенерации:  $T_d = T_c$ ;  $T_{c'} = T_b$ ;  $\sigma = 1$ . При отсутствии регенерации:  $T_c = T_{c'}$ ;  $\sigma = 0$ . Степень регенерации определяется качеством и площадью рабочих поверхностей теплообменника (регенератора).

#### 10.8. Примеры решения задач

#### Пример 10.1

Газовая смесь, обладающая свойствами воздуха, масса которого 1 кг, работает в газовой турбине с изобарным подводом теплоты. Известны следующие параметры и характеристики цикла:  $t_a = 27$  °C;  $p_a = 90$  кПа;  $p_c = 0.9$  МПа;  $t_z = 600$  °C; k = 1,4.

Определить параметры в характерных точках диаграммы цикла; количество подведенной и отведенной удельных теплот q1 и q2. Удельную теплоёмкость считать постоянной.

## Решение.

1) Параметры газовой смеси в характерных точках цикла: Точка а Из уравнения состояния находим  $v_{\rm a} = R \cdot T_{\rm a} / p_{\rm a} = 287, 1 \cdot 300 / (90 \cdot 10^3) = 0.957 \text{ M}^3 / \text{kg}.$ Точка с. Степень повышения давления  $\lambda = p_c/p_a = 0.9 \cdot 10^6 / (90 \cdot 10^3) = 10.$ Находим  $T_c$ . Известно, что  $T_c/T_a = \lambda^{(k-1)/k}$ . Следовательно,  $T_c = T_a \cdot \lambda^{(k-1)/k} = 300 \cdot 10^{(1,4-1)/1.4} = 579$  К. Из уравнения состояния находим удельный объём *v*<sub>c</sub>:  $v_{\rm c} = R \cdot T_{\rm c} / p_{\rm c} = 287, 1.579 / (0,9.10^6) = 0,185 \text{ m}^3 / \text{kr}.$ Точка z. В этой точке  $p_z = p_c = 0.9$  МПа. По закону Гей-Люссака  $v_z/v_c = T_z/T_c$ , а значит,  $v_z = v_c \cdot T_z / T_c = 0.185 \cdot 873 / 579 = 0.279 \text{ м}^3 / \text{кг.}$ Точка *b*. Из уравнения  $T_c/T_a = T_z/T_b$  имеем  $T_b = T_z \cdot T_a/T_c = 873 \cdot 300/579 = 459$  К;  $p_{\rm b} = p_{\rm a} = 90$  кПа. По закону Гей-Люссака  $v_{\rm b} = v_{\rm a} \cdot T_{\rm b} / T_{\rm a} = 0,957 \cdot 452/300 = 1,442 \text{ m}^3/\text{kg}.$ 2) Удельная работа цикла  $l_0 = l_{a-c} + l_{c-z} + l_{b-z} + l_{a-b}$ . Удельная работа сжатия по адиабате а-с  $l_{a-c} = R \cdot (T_a - T_c) / (k - 1) = 287, 1 \cdot (300 - 579) / (1, 4 - 1) = -200 кДж/кг.$ Удельная работа расширение по изобаре с-г  $l_{c-z} = R \cdot (T_z - T_c) = 287, 1 \cdot (873 - 579) = 84$ кДж/кг. Удельная работа расширение по адиабате *z*-*b*  $l_{z-b} = R \cdot (T_z - T_b) / (k - 1) = 287, 1 \cdot (873 - 452) / (1, 4 - 1) = 302 кДж/кг.$ Удельная работа сжатия по изобаре *b-а*  $l_{\rm b-a} = R \cdot (T_{\rm a} - T_{\rm b}) = 287, 1 \cdot (300 - 452) = -44 \, \text{kJ} \text{k/kr}.$ Удельная работа цикла  $l_0 = -200 + 84 + 302 - 44 = 142$ кДж/кг.

3) Количество подведенной и отведенной удельной теплоты  $q_1$  и  $q_2$ . Количество подведенной удельной теплоты:

 $q_1 = c_p \cdot (T_z - T_c) = 1,005 \cdot (873 - 579) = 259$ кДж/кг. Количество отведенной удельной теплоты:

 $q_2 = c_p \cdot (T_b - T_a) = 1,005 \cdot (452 - 300) = 153$ кДж/кг.

4) Термический КПД

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\lambda^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{10^{(1,4-1)/1,4}} = 0,482.$$

Проверка. Термический КПД

 $\eta_{\rm t} = (q_1 - q_2)/q_1 = (259 - 153)/295 = 0,481.$ 

## Пример 10.2

Исследовать термодинамический цикл ДВС со смешанным подводом теплоты со следующими данными:  $p_a = 0,1$  МПа;  $t_a = 27$  <sup>0</sup>C;  $c_v = 0,72$  кДж/(кг·К);  $q'_1 + q''_1 = 1340$  кДж/кг; k = 1,4;  $p_z = 5,5$  МПа;  $\varepsilon = 15$ . Рабочее тело – воздух, рассматриваемый как идеальный газ. Масса воздуха 1 кг.

Решение.

Находим параметры в характерных точках цикла.

В точке *а* – начале сжатия  $v_a = RT_a/p_a$ ; для воздуха *R* = 287,1 кДж/(кг·К), поэтому  $v_a = 287,1\cdot 300/(0,1\cdot 10^6) = 0,861$  м<sup>3</sup>/кг.

В точке *с* – конце сжатия, используя уравнение (10.1), получим  $v_c = v_a / \varepsilon = 0.861/15 = 0.0573 \text{ м}^3/\text{кг}$ 

$$p_c = p_a (v_a / v_c)^k = p_a \varepsilon^k = 0.1 \cdot 15^{1.4} = 4.43 \text{ MIIa};$$

 $T_c = p_c v_c / R = 4,43 \cdot 10^6 \cdot 0,0573 / 287,1 = 883$  К или  $t_c = 610$  <sup>0</sup>C.

В точке z' – конце подвода теплоты при постоянном объёме воспользуемся уравнением (10.2)  $\lambda = \frac{p_z}{p_c} = \frac{5,5}{4,43} = 1,242;$  $T_{,c} - T_{,c} \lambda = 883 \cdot 1.242 = 1097$  К или  $t_{-,c} = 824$  <sup>0</sup>C.

$$T_{z'} = T_c \lambda = 883 \cdot 1,242 = 1097$$
 К или  $t_{z'} = 824$  °C,  
 $v_{z'} = v_c = 0,0573$  м<sup>3</sup>/кг.

В точке *z* – конце подвода теплоты при постоянном давлении – предварительно вычислим  $q_1''$ ; так как  $q_1' + q_2'' = 1340$  кДж/кг, то сначала подсчитаем  $q_1'$ :

 $q_1' = c_v (T_z - T_c) = 0,72 \cdot 10^3 (1097 - 883) = 154$  кДж/кг, поэтому  $q_1'' = 1340 - 154 = 1186$  кДж/кг.

Температуру  $T_z$  определим из уравнения  $q''_1 = c_p (T_z - T_{z'})$ . Предварительно определим удельную теплоемкость при постоянном давлении  $c_p: c_p = k c_v = 1,4 \cdot 0,72 = 1,01$  кДж/(кг·К).

Тогда  $T_z = q_1''/c_p + T_{z'} = 1186/1,01 + 1097 = 2274$  К или  $t_z = 2001$  °C.

Находим  $v_z$ . Сначала подсчитаем степень предварительного расширения:  $\rho = T_z/T_{z'} = 2274/1097 = 2,07$ . Теперь вычислим  $v_z = \rho v_c = 2,07 \cdot 0,0573 = 0,118 \text{ м}^3/\text{кг.}$ 

В точке *b* – в конце адиабатного расширения –  $v_b = v_a = 0,861 \text{ м}^3/\text{кг.}$ Найдем  $T_b$  из (10.10):  $T_b = T_a \rho^k \lambda = 300 \cdot 2,07^{1,4} \cdot 1,242 = 1034$  К или  $t_b = 761 \text{ }^{0}\text{C.}$ 

Давление *р*<sub>*b*</sub> находим из уравнения состояния для точки *b*:

$$p_b = RT_b / v_b = 287, 1 \cdot 1034 / 0,861 = 0,345$$
 MIIa.

Определим термический КПД цикла по формуле (10.11)

$$\begin{split} \eta_t = 1 - \frac{\lambda \, \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} \, (\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1))} = 1 - \frac{1,242 \cdot 2,07^{1,4} - 1}{15^{1,4-1}(1,242 - 1 + 1,4 \cdot 1,242(2,07 - 1))} = \\ = 0,605 \, (60,5 \, \%). \end{split}$$

*Проверка.* Удельная работа цикла :

$$\begin{split} l_0 &= l_{z'-z} + l_{z-b} + l_{a-c};\\ l_{z-z'} &= R(T_z - T_{z'}) = 287, 1(2274 - 1097) = 337,9 \ \text{кДж/(кг·K)};\\ l_{z-b} &= R(T_z - T_b)/(k-1) = 287, 1(2274 - 1034)/(1,4-1) = 890 \ \text{кДж/(кг·K)};\\ l_{a-c} &= R(T_a - T_c)/(k-1) = 287, 1(300 - 883)/(1,4-1) = -418 \ \text{кДж/(кг·K)}. \end{split}$$

Удельная работа цикла

 $l_0 = 337,9 + 890 - 418 = 809,9$ кДж/(кг·К).

Термический КПД цикла

$$\eta_t = l_0/q_1 = \frac{l_0}{q'_1 + q''_1} = \frac{809}{1340} = 0,604 \ (60,4\%).$$

### Пример 10.3

Исследовать цикл ДВС с изохорным подводом теплоты, если дано:  $V_{\rm c} = 1,5$  л;  $t_{\rm a} = 90$  <sup>0</sup>C;  $p_{\rm a} = 0,1$  МПа;  $\varepsilon = 5$ ;  $\lambda = 1,6$ ; k = 1,4. Рабочее тело – воздух.

Решение.

1) Параметры рабочего тела в характерных точках цикла:

Точка *а*. Подсчитаем объём газа  $V_a$ . Известно, что  $V_a/V_c = \varepsilon = 5$ , поэтому  $V_a = 5V_c = 5 \cdot 1,5 \cdot 10^{-3} = 0,0075 \text{ м}^3$ .  $T_a = 273 + 90 = 363 \text{ K}$  и  $p_a = 0,1 \text{ МПа}$  даны в условии примера.

Точка *с*. Для адиабатного процесса  $p_c/p_a = (V_a/V_c)^k = \varepsilon^k$ , поэтому  $p_c = p_a \varepsilon^k = 0, 1 \cdot 5^{1,4} = 0,95$  МПа;  $T_c = T_a \varepsilon^{k-1} = 363 \cdot 5^{1,4-1} = 690$  K;  $V_c = 0,0015$  м<sup>3</sup>-по условию.

Точка z. Согласно формуле (10.2)  $p_z/p_c = \lambda$ , откуда  $p_z = p_c \lambda = 0.95 \cdot 1.6 = 1.52$  МПа;  $V_z = V_c = 0.0015$  м<sup>3</sup>;  $T_z/T_c = p_z/p_c = \lambda$ , следовательно,  $T_z = T_c \lambda = 690 \cdot 1.6 = 1104$  K;

Точка *b*. Имеем  $V_b = V_a = 0,0075 \text{ м}^3$ ;  $p_b/p_z = (V_z/V_b)^k = (V_c/V_a) = 1/\varepsilon^k$ , откуда  $p_b = p_z/\varepsilon^k = 1,5/5^{1,4} = 0,16 \text{ МПа. Известно, что } T_b/T_a = p_b/p_a$  или

$$T_{\rm b} = T_{\rm a} \, p_{\rm b} / p_{\rm a} = 363 \frac{0.16}{0.1} = 581 \, {\rm K}.$$

2) Работа цикла  $l_0 = l_{z-b} + l_{a-c}$ .

$$\begin{split} l_{z\text{-}b} &= \frac{p_z V_z - p_b V_b}{k-1} = \frac{1,52 \cdot 10^6 \cdot 0,0015 - 0,16 \cdot 10^6 0,0075}{1,4-1} = 2,7 \text{ кДж};\\ l_{a\text{-}c} &= \frac{p_a V_a - p_c V_c}{k-1} = \frac{0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,0015 - 0,95 \cdot 10^6 \cdot 0,0075}{1,4-1} = -1,69 \text{ кДж}. \end{split}$$

Итак, *l*<sub>0</sub> = 2,7 - 1,69 = 1,01 кДж. 3) Термический КПД цикла

$$\eta_1 = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{5^{1,4-1}} = 0,474 \ (47,4\%)$$

4) Подведённая и отведённая теплота  $Q_1$  и  $Q_2$ .

Если в уравнении Майера  $c_p$ - $c_v = R$  правую и левую части разделить на  $c_v$  и учесть, что  $c_p/c_v = k$ , получим  $k - 1 = R/c_v$ , откуда

 $c_v = R/(k-1) = 287, 1/(1,4-1) = 0,718$ кДж/(кг К).

Масса газа  $m = p_a V_a / RT_a = 0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,0075 / 287,1 \cdot 363 = 0,0072$  кг. Таким образом, получаем:

 $Q_1 = c_v m (T_z - T_c) = 0,718 \cdot 0,0072 (1104 - 690) = 2,14 \text{ KДж};$ 

$$Q_2 = c_v m (T_b - T_a) = 0,718 \cdot 0,0072 (581 - 363) = 1,01$$
 кДж.

Проверка.

Работа цикла 
$$l_0 = Q_1 - Q_2 = 2,14 - 1,13 = 1,01$$
 кДж.  
Термический КПД цикла  
 $\eta_1 = 1 - (Q_2/Q_1) = 1 - (1,13)/2,14 = 0,472$  (47,2 %).

## Пример 10.4

Для цикла ДВС с подводом теплоты при p = const определить полезную работу 1 кг рабочего тела и термический КПД, если  $p_1 = 0,098$  МПа,  $t_1 = 50$  <sup>0</sup>C,  $\varepsilon = 14, k = 1,4$  и  $\rho = 1,67$ .

Решение.

Термический КПД определим по формуле (10.13)

$$\eta_{tp} = 1 - \frac{\rho^{k} - 1}{k\varepsilon^{k-1}(\rho - 1)} = 1 - \frac{1.67^{1.4} - 1}{1.4 \cdot 14^{1.4-1}(1.167 - 1)} = 0.61$$

Полезную работу цикла определим по формуле

$$l_0 = q_1 \eta_{tp} = c_p (T_z - T_c) \eta_{tp}.$$

Неизвестные температуры в узловых точках цикла  $T_z$  и  $T_c$  найдем из уравнений (10.4) и (10.8) при  $\lambda = 1$ :

$$T_c = T_a \varepsilon^{k-1} = 323 \cdot 14^{1,4-1} = 928 \text{ K},$$
  
$$T_z = T_{z'} \rho = T_a \varepsilon^{k-1} \rho = 323 \cdot 14^{1,4-1} \cdot 1,67 = 1550 \text{ K}.$$

Следовательно,

## Пример 10.5

Определить индикаторную мощность  $N_i$  двухтактного двигателя внутреннего сгорания по его конструктивным параметрам и среднему индикаторному давлению. Значение диаметра цилиндра двигателя D = 85 мм, ход поршня S = 85 мм, угловая скорость коленвала w = 2400 мин<sup>-1</sup>, число цилиндров z = 4 шт. и среднее индикаторное давление  $P_i = 660$  кПа.

Решение.

Индикаторная мощность двигателя определяется по формуле:

$$N_i = P_i \cdot V_u \cdot n \cdot z / R,$$

где  $V_{ij} = F \cdot S$  – рабочий объем цилиндра, м<sup>3</sup>. Здесь  $F = \pi \cdot D^2 / 4$  – площадь поршня, м<sup>2</sup>; R – коэффициент тактности. Для двухтактных равен 1.

$$V_{\mu} = 0,085 \cdot 5,67 \cdot 10^{-3} = 4,82 \cdot 10^{-4} \text{ m}^{3},$$
  

$$n = w/2\pi = 2400/(2\pi \cdot 60) = 6,4 \text{ c}^{-1},$$
  

$$N_{i} = 6,6 \cdot 10^{5} \cdot 0,748 \cdot 10^{-3} \cdot 6,4 \cdot 4/1 = 8,14 \text{ \kappaBt}.$$

## 10.9. Задачи

10.1. Насколько повысилась бы экономичность газовой турбины, цикл которой был рассмотрен в примере 10.1, если бы она работала с полной регенерацией.

Ответ: до 81 %.

**10.2.** Газовая турбина работает по циклу с изобарным подводом теплоты. Определить параметры в характерных точках цикла, а также термический КПД цикла с полной регенерацией, если заданы следующие параметры и характеристики:  $p_a = 0.8$  МПа,  $t_a = -10$  °C, степень повышения давления  $\lambda = 5$ , степень предварительного расширения  $\rho = 3$ . Рабочее тело – азот. Удельную теплоёмкость считать постоянной.

Ответ:  $p_a = 80$  кПа;  $T_a = 263$  К;  $v_a = 0,976$  м<sup>3</sup>/кг;  $p_c = 0,4$  МПа;  $T_c = 417$  К;  $v_c = 0,31$  м<sup>3</sup>/кг;  $p_z = 0,4$  МПа;  $T_z = 1251$  К;  $v_z = 0,929$  м<sup>3</sup>/кг;  $p_b = 80$  кПа;  $T_b = 790$  К;  $v_b = 2,93$  м<sup>3</sup>/кг;  $q_1 = 865,7$  кДж/кг;  $q_2 = 547$  кДж/кг.

Для цикла без регенерации  $\eta_t = 0,368$ ; для цикла с полной регенерацией  $\eta_t = 0,67$ .

**10.3.** Для цикла газовой турбины с изобарным подводом теплоты построить кривые зависимости термического КПД от степени повышения давления при значениях  $\lambda = 2$ , 4, 8 и 10 для двух случаев: при работе турбины без регенерации и при работе с полной регенерацией.

**10.4.** Температура воздуха перед входом в турбину 950 <sup>о</sup>С. Начальное давление воздуха  $p_a = 0,1$  МПа, степень повышения давления  $\lambda = 7$ ; степень предварительного расширения  $\rho = 2,2$ . Рассчитать цикл ГТУ с изобарным подводом теплоты без регенерации.

Ответ:  $p_a = 0,1$  МПа;  $T_a = 319$  К;  $v_a = 0,916$  м<sup>3</sup>/кг;  $p_c = 0,7$  МПа;  $T_c = 556$  К;  $v_c = 0,228$  м<sup>3</sup>/кг;  $p_z = 0,7$  МПа;  $T_z = 1223$  К;  $v_z = 0,502$  м<sup>3</sup>/кг;  $p_b = 0,1$  МПа;  $T_b = 702$  К;  $v_b = 2,015$  м<sup>3</sup>/кг;  $l_0 = 285$  кДж/кг;  $q_1 = 670$  кДж/кг;  $q_2 = 385$  кДж/кг;  $\eta_t = 0,425$ .

**10.5.** ГТУ работает по циклу с изобарным подводом теплоты при  $\lambda = 7$  и  $\rho = 2,8$ . Начальное состояние воздуха характеризуется давлением  $p_a = 0,8$  МПа и температурой  $t_a = -12$  <sup>0</sup>C. Процессы сжатия и расширения могут осуществляться по адиабате или по политропе с показателем n = 1,3.

Рассчитать оба эти цикла и построить их на *pv*- и *Ts*-диаграммах.

Ответ: а) адиабатное расширение и сжатие:

 $p_{\rm a}$  = 0,8 МПа;  $T_{\rm a}$  = 261 К;  $v_{\rm a}$  = 0,094 м<sup>3</sup>/кг;  $p_{\rm c}$  = 5,6 МПа;  $T_{\rm c}$  = 455 К;  $v_{\rm c}$  = = 0,023 м<sup>3</sup>/кг;  $p_{\rm z}$  = 5,6 МПа;  $T_{\rm z}$  = 1274 К;  $v_{\rm z}$  = 0,064 м<sup>3</sup>/кг;  $p_{\rm b}$  = 0,8 МПа;  $T_{\rm b}$  = = 731 К;  $v_{\rm b}$  = 0,263 м<sup>3</sup>/кг;  $l_0$  = 351 кДж/кг;  $q_1$  = 823 кДж/кг;  $q_2$  = 472 кДж/кг;  $\eta_{\rm t}$  = 0,426;

б) политропное расширение и сжатие:

 $p_{\rm a}$  = 0,8 МПа;  $T_{\rm a}$  = 261 К;  $v_{\rm a}$  = 0,094 м<sup>3</sup>/кг;  $p_{\rm c}$  = 5,6 МПа;  $T_{\rm c}$  = 409 К;  $v_{\rm c}$  = 0,021 м<sup>3</sup>/кг;  $p_{\rm z}$  = 5,6 МПа;  $T_{\rm z}$  = 1145 К;  $v_{\rm z}$  = 0,059 м<sup>3</sup>/кг;  $p_{\rm b}$  = 0,8 МПа;  $T_{\rm b}$  = 731 К;  $v_{\rm b}$  = 0,263 м<sup>3</sup>/кг;  $l_0$  = 331 кДж/кг;  $q_1$  = 916 кДж/кг;  $q_2$  = 585 кДж/кг;  $\eta_{\rm t}$  = 0,361.

10.6. Известны следующие параметры цикла ДВС со смешанным подводом теплоты и его характеристики:  $p_a = 0,1$  МПа,  $t_a = 30$  °C, степень сжатия  $\varepsilon = 7$ , степень повышения давления  $\lambda = 2,0$ , степень предварительного расширения  $\rho = 1,2$ , рабочее тело – воздух. Найти параметры воздуха в характерных точках диаграммы цикла, количество подведённой теплоты, удельную работу цикла и его термический КПД.

Ответ:  $v_a = 0,870 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $v_c = 0,124 \text{ M}^3/\text{кг}$ ;  $v_z = 0,149 \text{ M}^3/\text{кг}$ ;  $p_c = 1,52 \text{ МПа}$ ;  $p_z = 3,05 \text{ МПа}$ ;  $p_b = 0,26 \text{ МПа}$ ;  $t_c = 387 \text{ }^0\text{C}$ ;  $t_{z'} = 1047 \text{ }^0\text{C}$ ;  $t_z = 1311 \text{ }^0\text{C}$ ;  $t_b = 511 \text{ }^0\text{C}$ ;  $q_1 = 744,2 \text{ кДж/кг}$ ;  $q_2 = 378,2 \text{ кДж/кг}$ ;  $l_0 = 396 \text{ кДж/кг}$ ;  $\eta_t = 0,532$ .

**10.7.** Для цикла ДВС со смешанным подводом теплоты дано: рабочее тело – воздух; m = 1 кг;  $p_a = 0,1$  МПа;  $t_a = 27$  <sup>0</sup>C;  $c_v = 0,714$  кДж/(кг K);  $\lambda = 1,5; \rho = 1,7; \epsilon = 14$ . Найти  $q'_1, q''_1, l_0, \eta_t$ .

Ответ:  $q'_1 = 307,9$  кДж/кг;  $q''_1 = 911,4$  кДж/кг;  $l_0 = 741$  кДж/кг;  $\eta_t = 0,63$ .

**10.8.** Найти давление и температуры в точках *a*, *c*, *z*', *z* и *b* цикла ДВС со смешанным подводом теплоты и  $\eta_t$ , если известно, что рабочее тело – воздух;  $p_a = 0,1$  МПа;  $T_a = 288$  К; количество подведённой теплоты  $q_1 = 840$  кДж/кг; степень повышения давления  $\lambda = 1,8$ ; теплоёмкость  $c_v = 0,840$  кДж/(кг К); степень сжатия  $\varepsilon = 15$ .

Ответ:  $\eta_t = 0,66$ ;  $p_b = 0,213$  МПа;  $p_c = 4,35$  МПа;  $p_z = p_{z'} = 7,82$  МПа;  $T_c = 850$  K;  $T_{z'} = 1530$  K;  $T_z = 1758$  K;  $T_b = 625$  K.

**10.9.** Найти наибольшую допустимую степень сжатия цикла ДВС с изохорным подводом теплоты, если известно, что  $p_a = 90$  кПа,  $t_a = 80$  °C, показатель адиабаты сжатия k = 1,3 температура самовоспламенения горючей смеси t = 400 °C.

Ответ:  $\varepsilon_{max} = 8,6$ .

**10.10.** Для цикла ДВС с изохорным подводом теплоты, совершаемого воздухом, масса которого 1 кг, заданы следующие параметры:  $p_a = 0,1$  МПа,  $t_a = 27$  <sup>0</sup>C. Определить подведённую удельную теплоту  $q_1$ , удельную работу цикла  $l_0$  и термический КПД  $\eta_1$ , если  $\varepsilon = 5,5$ ;  $\lambda = 4$ ;  $c_v = 0,722$  кДж/(кг К) и k = 1,4.

Ответ:  $q_1 = 1,29$  МДж/кг;  $l_0 = 628$  кДж/кг;  $\eta_1 = 0,494$ .

**10.11.** Исследовать цикл ДВС с изохорным подводом теплоты, совершаемый воздухом массой 1 кг, если дано:  $p_a = 0,1$  МПа;  $t_a = 27$  <sup>0</sup>C;  $\varepsilon = 5,5$ ;  $\lambda = 4$ ;  $c_v = 0,722$  кДж/(кг К) и k = 1,4.

Ответ:  $v_a = 0,88 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $v_z = 0,16 \text{ M}^3/\text{кг}$ ;  $p_z = 3,87 \text{ МПа}$ ;  $T_z = 2160 \text{ K}$ ;  $T_c = 592 \text{ K}$ ;  $v_c = 0,16 \text{ M}^3/\text{кг}$ ;  $p_c = 1,06 \text{ МПа}$ ;  $\lambda = 3,65$ ;  $\eta_1 = 0,49$ ;  $v_b = 0,88 \text{ M}^3/\text{кг}$ ;  $p_b = 365 \text{ кПа}$ ;  $T_b = 1100 \text{ K}$ ;  $l_0 = 559 \text{ кДж/кг}$ .

**10.12.** Определить степень сжатия и термический КПД цикла ДВС с изохорным подводом теплоты при следующих данных:  $t_a = 60$  °C,  $t_c = 270$  °C и k = 1,4.

OTBET:  $ε = 3,4; η_t = 38,7 %.$ 

## 10.10. Контрольные вопросы

1) Почему термодинамические циклы ДВС называются идеальными?

2) Как доказать, что с увеличением степени сжатия в ДВС повышается температура в конце сжатия?

3) Как изменяется температура в цикле со смешанным подводом теплоты при увеличении степени предварительного расширения?

4) Как влияет увеличение степени сжатия на термический КПД ДВС?

5) Как влияет уменьшение степени предварительного расширения на термический КПД ДВС?

6) Как влияет степень повышения давления в ГТУ с изобарным подводом теплоты на их термический КПД?

# 11. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ И ПАРОВ

## 11.1. Основные параметры состояния жидкости и пара

В теплотехнике и хладотехнике используются различные жидкости и их пары: аммиак (NH<sub>3</sub>), углекислота (CO<sub>2</sub>), фреоны и многие другие, но чаще – вода и водяной пар.

Пар можно получать двумя способами: при испарении и при кипении. В процессе испарения молекулы жидкости у её поверхности, имеющие большую скорость, чем другие молекулы, преодолевают силы молекулярного сцепления и вылетают в окружающее пространство. Чем выше температура жидкости, тем более интенсивно происходит испарение.

При кипении пар образуется во всей массе жидкости и, имея меньшую плотность, чем жидкость, устремляется вверх, соединяясь с другими частицами пара и образуя клубки. Они выходят на поверхность, преодолевают силы поверхностного натяжения и вылетают в окружающее пространство. Процесс кипения может происходить лишь при вполне определённой для данного давления температуре жидкости, называемой *температурой кипения* и обозначаемой  $t_s$ .

В практических условиях пар обычно получают при постоянном давлении.

Допустим, жидкость массой 1 кг при 0  $^{0}$ С заключена в цилиндре с подвижным поршнем, нагруженным постоянным грузом, создающим давление *p* (рис. 11.1, *a*).



Рис. 11.1. Стадии получения перегретого пара из жидкости

Сначала жидкость нагревается от 0  $^{0}$ С до температуры кипения  $t_{s}$ , соответствующей данному давлению. При температуре 0  $^{0}$ С удельный объём жидкости был  $v_{0}$ . При нагревании до температуры кипения  $t_{s}$  он увеличивается до v' – удельного объёма кипящей жидкости (рис. 11.1,  $\delta$ ). При дальнейшем нагревании наступает вторая стадия – кипящая жидкость постепенно переходит в пар (рис. 11.1,  $\epsilon$ ). Пар, образующийся из кипящей жидкости, называется насыщенным. Смесь пара и жидкости (двухфазная система) называется влажным насыщенным паром.

В процессе кипения масса пара в цилиндре увеличивается, а жидкости уменьшается до тех пор, пока последняя капля её не превратится в пар. В этот момент пар становится *сухим насыщенным* (рис. 11.1, *г*).

Влажный насыщенный пар характеризуется *паросодержанием x* – отношением массы сухого насыщенного пара к общей массе влажного насыщенного пара или, другими словами, массовой долей пара.

Например, если паросодержание влажного насыщенного пара равно 0,85, то это значит, что в таком паре массой 1 кг содержится пар массой 0,85 кг и жидкость массой 0,15 кг.

В некоторых случаях состояние влажного насыщенного пара характеризуется *влагосодержанием*  $\omega$ . В приведенном примере влагосодержание пара равно 0,15.

Для сухого насыщенного пара паросодержание равно единице, а влагосодержание  $\omega = 0$ . Так как удельный объём удельного насыщенного пара v' больше удельного объёма жидкости v', из которой он получился, то с увеличением паросодержания удельный объём влажного пара  $v_{\omega}$  также увеличивается. При относительно невысоких давлениях удельный объём сухого насыщенного пара значительно больше удельного объёма кипящей жидкости. Например, при давлении 1 МПа удельный объём сухого насыщенного водяного пара больше удельного объёма кипящей воды почти в 200 раз.

Если к сухому насыщенному пару подводить теплоту, то он становится перегретым. Перегрев является третьей стадией рассматриваемого процесса парообразования и сопровождается повышением температуры пара и увеличением его удельного объёма (рис. 11.1, *д*).

Из рассмотренного процесса парообразования следует, что в присутствии жидкости пар может быть только влажным насыщенным. При подводе к нему теплоты без присутствия жидкости он подсушивается (т.е. испаряется вся влага) и только после того, как паросодержание его станет равным единице, начинается перегрев. Перегретый водяной пар можно получить в котельной установке, схема которой показана на рис. 11.2. Котёл состоит из водяного *1* и парового *8* барабанов, которые соединены трубками *2* и *10*, составляющих испарительную поверхность нагрева. Трубки изогнуты так, что образуют топку (камеру сжигания) *9*.

В котле размещаются пароперегреватель 3, экономайзер (водоподогреватель) 4 и воздухоподогреватель 6.

Котёл работает следующим образом. Питательная вода, двигаясь по трубопроводу 5, предварительно подогревается в экономайзере и нагнетается питательным насосом в паровой барабан 8. Вода заполняет трубки 2 и 12, водяной и паровой барабаны до определённого уровня. Затем в топку поступает топливо и одновременно вентилятором 7 подаётся воздух, подогретый в воздухоподогревателе 6. Топливо сгорает, и образуются дымо-

вые газы высокой температуры. Они проходят между трубками испарительной поверхности 2 и 12. Вода в них нагревается, кипит и испаряется. Смесь воды и пара (пароводяная смесь) поднимается по трубкам вверх в паровой барабан, в котором пар отделяется от воды и собирается в верхней части барабана. Из барабана пар поступает в пароперегреватель, где перегревается до заданной температуры и идёт к потребителю (например, в паровую турбину).



Рис. 11.2. Схема парового котла

## 11.2. Пограничные кривые

Изобразим процесс парообразования при постоянном давлении на *ру*-диаграмме (рис. 11.3).

Допустим, при давлении  $p_1$  и температуре 0 <sup>о</sup>С удельный объём жидкости равен  $v'_0$  (точка  $a_1$  на диаграмме). Так как процесс нагревания жидкости и парообразования происходит при постоянном давлении, то линия его является изобарой, идущей от точки  $a_1$  вправо. Допустим, что в начале кипения температура жидкости станет равной  $t_s$  (точка  $b_1$ ). В этот момент удельный объём жидкости увеличивается до v'. При дальнейшем подводе теплоты получается влажный насыщенный пар, а когда вся жидкость перейдёт в пар, он станет сухим насыщенным (точка  $c_1$ ). Так как в процессе получения пара температура его оставалась постоянной, то участок изобары  $b_1$ - $c_1$  является одновременно и изотермой. В точке  $b_1$  паросодержание равно нулю, а в точке  $c_1$  – единице. Промежуточные точки относятся к влажному насыщенному пару. Чем правее на линии  $b_1$ - $c_1$  располагается точка, тем суше пар.

При сообщении сухому насыщенному пару теплоты он переходит в перегретый пар, состояние которого можно определить точкой  $d_1$ . Чем больше подведено теплоты, тем больше удельный объём перегретого пара v и, следовательно, точка  $d_1$  расположится дальше от точки  $c_1$ .

Жидкость считают практически несжимаемой и полагают, что ее удельный объём почти не зависит от давления. Поэтому можно точку  $a_2$ , определяющую состояние жидкости при давлении  $p_2$  и температуре 0 <sup>0</sup>C,





расположить на одной вертикали с точкой  $a_1$  (в действительности точка  $a_2$  располагается левее точки  $a_1$ ).

С увеличением давления температура кипения *t*<sub>s</sub> повышается. Поэтому, чтобы довести жидкость до кипения при более высоком давлении, ей нужно сообщить больше теплоты. С увеличением давления, а следовательно и температуры, удельный объём кипящей жидкости v' увеличивается. Поэтому точка b<sub>2</sub>, определяющая начало кипения, должна быть расположена на изобаре  $p_2$  несколько правее точки b<sub>1</sub>.

на pv-диаграмме Точка с<sub>2</sub>, определяющая на диаграмме состояние сухого насыщенного пара при давлении  $p_2$ , расположится на изобаре  $p_2$  левее точки с<sub>1</sub>, так как с увеличением давления удельный объём сухого насыщенного пара уменьшается.

В процессе парообразования при ещё более высоком давлении  $p_3$  получим точки  $a_3$ ,  $b_3$  и  $c_3$ , определяющие состояние жидкости соответственно при 0 <sup>0</sup>C, в начале кипения и когда пар становится сухим насыщенным.

Если через одноимённые точки провести плавные линии, то получим линию AB *удельных объёмов* жидкости при 0 <sup>0</sup>C, а также линии MK и NK, сходящиеся в точке К. Линия MK представляет собой геометрическое место точек, характеризующих состояние кипящей жидкости. Линия NK - геометрическое место точек, характеризующих состояние сухого насыщенного пара. Таким образом, линии MK и NK разделяют всю диаграмму на три области: область жидкости, лежащую между линиями AB и MK, область влажного насыщенного пара, расположенную между пограничными линиями MK и NK, и область перегретого пара, находящуюся правее линии NK. Линия MK называется пограничной кривой жидкости, а линия NK – пограничной кривой пара. В точке K кипящая жидкость и сухой насыщенный пар имеют одинаковые параметры  $p_{\rm K}$ ,  $t_{\rm k}$ ,  $v_{\rm k}$ , называемые критическими точками, а сама точка K – критической.

В табл. 11.1 приведены значения критических температур и давлений для некоторых газов и водяного пара.

Таблица	11.1
гаолица	

Наименование	Химическая	Критическая	Критическое
газа	формула	температура, <sup>0</sup> С	давление, МПа
Азот	$N_2$	-147,00	3,390
Аммиак	NH <sub>3</sub>	132,30	11,300
Вода	H <sub>2</sub> O	374,15	22,129
Воздух (сухой)	-	-140,70	3,760
Кислород	$O_2$	-118,40	5,070
Метан	CH <sub>4</sub>	-82,10	4,640
Окись углерода	СО	-140,00	3,490
Сернистый газ	$SO_2$	157,50	7,880
Углекислый газ	CO <sub>2</sub>	31,04	7,380
Фреон-11	CF <sub>3</sub> Cl	198,00	4,370
Хлор	Cl <sub>2</sub>	144,00	7,700
Эфир диэтиловый	$C_4H_{10}O$	194,00	3,610
Водород	H <sub>2</sub>	-239,00	1,290

Критические температуры и давления для некоторых газов и водяного пара

Наличие критической точки у различных веществ впервые было открыто Д.И. Менделеевым.

# 11.3. Критическая температура

Пусть состояние перегретого пара определяется на *pv*-диаграмме точкой 1 (рис. 11.4).

Если пар сжимать и при этом отводить теплоту так, чтобы сохранять температуру его неизменной, то такой процесс сжатия изображается линией 1-2, которая является изотермой перегретого пара. По мере сжатия давление пара, как это видно на диаграмме, повышается, а сам пар всё больше приближается к состоянию насыщения и, наконец, в точке 2 превратится в сухой насыщенный пар. При дальнейшем сжатии он перейдёт в область влажного насыщенного пара и станет всё более и более влажным, пока не превратится в жидкость. Так как конденсация происходит при постоянной температуре, то и давление пара должно оставаться неизменным, а поэтому изотерма 2-3 одновременно является и изобарой.

Дальнейшее сжатие жидкости происходит по линии 3-4. Повторяя такой же процесс изотермического сжатия при более высокой начальной температуре перегретого пара, состояние которого определяется на диаграмме точкой 1, получим изотерму 1'–2'–3'–4', отличающуюся от первой более коротким горизонтальным участком. При еще более высокой начальной температуре получим изотерму 1"-2"-3"-4", у которой горизонтальный участок 2"-3" еще короче.





Наконец, если провести изотерму для пара, имеющего начальную температуру, равную критической температуре, то она не пересечет пограничных кривых МК и NK, а только коснется их в критической точке К. Изотермы с температурами выше критической проходят выше этой точки, имея над ней перегиб, который будет тем меньше, чем дальше от нее расположена изотерма и чем выше перегретого температура пара. При очень высоких температурах этот перегиб совсем исчезнет, и линия процесса сжатия примет вид изотермы идеального газа – равноосной гиперболы.

Изотермы для температур выше критической не пересекают кривых МК

и NK, и, следовательно, если пар имеет температуру, равную или выше критической, то никакое повышение давления при постоянной температуре никогда не переведет его в жидкость.

Чем температура перегретого пара выше критической, тем он по своим свойствам больше приближается к идеальным газам. Однако в интервале температур и давлений, в котором он используется в пароэнергетических установках (паровых котлах и паровых турбинах), различие в его свойствах и свойствах идеальных газов настолько велико, что перегретый пар нельзя рассматривать как идеальный газ. Такой пар приходится рассчитывать по формулам, в которых учитываются межмолекулярные связи и суммарный объем молекул в общем объеме, занимаемом паром. Эти формулы сложны и поэтому, где возможно, их заменяют таблицами и диаграммами, составленными на основании этих формул и опытных данных. Такой графоаналитический метод расчета оказывается достаточно простым и точным.

## 11.4. Контрольные вопросы

1) Чем отличается испарение от кипения?

2) Увеличивается или уменьшается удельный объем сухого насыщенного пара при повышении его давления?

3) Что такое теплота парообразования?

4) Какие существуют параметры состояния влажного насыщенно-го пара?

5) Увеличивается или уменьшается удельный объем влажного насыщенного пара с увеличением паросодержания при постоянном давлении?

6) Что такое критическая температура?

7) Что такое критическая точка?

# 12. ТАБЛИЦЫ И ДИАГРАММЫ ВОДЯНЫХ ПАРОВ

# 12.1. Таблицы параметров жидкости и сухого насыщенного пара

Для нахождения параметров жидкости и сухого насыщенного пара  $t_s$ , v', v'', p'', i', r, s' и s'' пользуются специальными таблицами, в которых приводятся значения этих параметров, вычисленные на основании опытных и теоретических исследований.

В приложении 4 приводится таблица параметров насыщенного водяного пара и воды на линии насыщения. В первой графе приведены значения давлений *p*, расположенные в порядке их возрастания от 0,001 до 20 МПа. В последующих графах – другие параметры состояния сухого насыщенного пара и кипящей воды при соответствующих давлениях.

Удельная энтальпия кипящей жидкости i' равна удельному количеству теплоты, которое нужно подвести к жидкости, взятой при 0  ${}^{0}$ С, чтобы при постоянном давлении довести ее до температуры кипения.

Удельная энтальпия сухого насыщенного пара і" равна удельному

количеству теплоты, которое нужно сообщить жидкости, взятой при  $0^{0}$ С, чтобы при постоянном давлении превратить ее в сухой насыщенный пар.

Удельная теплота парообразования r равна удельному количеству теплоты, которое нужно подвести к жидкости, доведенной до температуры кипения, чтобы при постоянном давлении превратить ее в сухой насыщенный пар.

Удельная теплота парообразования является суммой удельной внутренней теплоты парообразования  $\rho$  и удельной внешней теплоты парообразования  $\psi$  (рис. 12.1).



Рис. 12.1. Графическое сопоставление величин *r*, *р* и *ψ* для давлений пара 0,1 и 0,5 МПа

Удельная внутренняя теплота парообразования  $\rho$  есть та часть удельной теплоты *r*, которая расходуется на преодоление сил взаимодейст-

вия частиц жидкости, т.е. на увеличение ее удельной внутренней потенциальной энергии.

Удельная внешняя теплота парообразования  $\psi$  есть та часть удельной теплоты r, которая затрачивается на работу преодоления внешних сил, действующих на жидкость. В результате совершения этой работы удельный объем жидкости увеличивается от v' до v''. Если процесс парообразования происходит при постоянном давлении (p = const), то эта работа равна p(v''-v'), а соответствующее ей количество внешней теплоты парообразования  $\psi$  может быть выражено уравнением

$$\psi = p(v'' - v'),$$

где p – постоянное давление жидкости в процессе парообразования; v'' и v' – удельные объемы сухого насыщенного пара и жидкости при температуре насыщения.

Основную часть теплоты парообразования составляет внутренняя теплота парообразования  $\rho$ .

При сопоставлении указанных трех определений для *i*', *i*" и *r* видно, что

$$i'' = i' + r.$$

Под удельной энтропией кипящей жидкости s' понимают величину энтропии жидкости при температуре 0  $^{0}$ C, в процессе нагревания ее при постоянном давлении до кипения.

Под удельной энтропией сухого насыщенного пара s" понимают величину, равную увеличению энтропии жидкости, имеющей температуру 0  $^{0}$ C, в процессе превращения ее при постоянном давлении в сухой насыщенный пар.

Значение удельной энтропии кипящей воды при 0  $^{0}$ C в таблице принято равным 0, а удельные энтропии кипящей воды *s*' и сухого насыщенного пара *s*" определяются по формулам

$$s' = c \ln(T_s / 273),$$
  
 $s'' = s' + r / T_s,$  (12.1)

где  $T_{\rm s}$  – термодинамическая температура кипения; c – средняя удельная теплоемкость.

Из приложения 4 видно, что с увеличением давления удельный объем воды v' увеличивается весьма незначительно, а удельный объем сухого насыщенного пара уменьшается. При критическом значении температуры для воды  $t_{\kappa} = 374,15$  <sup>0</sup>C оба этих удельных объема становятся равными.

Интересное свойство водяного пара обнаруживается при рассмотрении характера изменения удельной энтальпии в зависимости от давления пара (см. приложение 4, графа 7).

Как видно, при давлении 0,001 МПа удельная энтальпия *i*" = 2,513 МДж/кг. С увеличением давления удельная энтальпия увеличивается, достигая максимума при давлении 3,0 МПа, а затем постепенно уменьшается до 2,168 МДж/кг при давлении 22 МПа. Таким образом, для получения сухого насыщенного пара давлением в 20 МПа требуется подвести к жидкости при 0  $^{\circ}$ С меньше теплоты, чем при давлении в 1 МПа. А ведь пар давлением 20 МПа способен совершить гораздо большую механическую работу, чем пар давлением в 1 МПа.

В приложении 5 приводится таблица параметров насыщенного пара, составленная не по значениям давления, а по значениям температуры.

## 12.2. Параметры состояния влажного насыщенного пара

Температура влажного насыщенного пара равна температуре кипения  $t_s$  при том же давлении, поэтому его температуру можно находить по таблицам параметров сухого насыщенного пара, составленной по значениям давления.

Значение удельного объема влажного насыщенного пара  $v_{00}$  находится между значениями v' и v'' (рис. 12.2) и зависит от давления и паросодержания x. Если во влажном насыщенном паре массой 1 кг содержится x кг сухого пара и (1-x) кг жидкости, то удельный объем влажного насыщенного пара может быть определен как сумма объемов пара xv'' и жидкости (1-x)v', т.е.

или

 $v_{\omega} = v' + x(v'' - v').$ 

 $v_{\omega} = xv'' + (1-x)v'$ 

Если влажный насыщенный пар имеет большое паросодержание (порядка 0,7 и более), то объем жидкости, содержащейся в нем при невысоких давлениях, можно пренебречь, считая, что  $v_{0} = xv''$ .



Рис. 12.2. Удельные объемы жидкости и пара на *pv*-диаграмме

(12.2)

Неточность, допускаемая при этом, незначительная. Например, при давлении 1,2 МПа и паросодержании x = 0,8 удельный объем влажного водяного пара с учетом объема содержащейся в паре воды (см. приложение 4).

$$v_{\omega} = [0,8.0,1633+(1-0,8).0,0011385)] =$$
  
= 0,1309 m<sup>3</sup>/kr,

а без учета объема воды

$$v_{\omega} = 0,8.0,1633 = 0,1306 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Неточность в данном случае составляет приблизительно 0,18 %.

При небольшом паросодержании и высоком давлении пользоваться упрощенным уравнением (12.2) нельзя, так как ошибка может оказаться значительной.

Удельная энтальпия влажного пара  $i_{\omega}$  определяется как для смеси пара и жидкости по уравнению

$$i_{\omega} = xi'' + (1 - x)i'$$

или

$$i_{\omega} = i' + x(i'' - i') = i' + xr$$
.

Если воспользоваться уравнением (12.1) и учесть, что при получении влажного пара к нему нужно подводить только часть теплоты парообразования r, равную xr, то удельную энтропию влажного насыщенного пара  $s_{\omega}$  можно определить по уравнению

$$s_{\omega} = s' + xr/T_s$$
.

### 12.3. Таблицы параметров перегретого пара

Удельный объём, удельную энтальпию и удельную энтропию перегретого пара при заданных давлении и температуре берут из таблиц параметров перегретого пара или из диаграмм.

В таблице для перегретого водяного пара (приложение 6) в первой графе приводятся значения давления пара в порядке их возрастания, начиная от 0,005 до 30 МПа, для которых подсчитаны в таблице значения параметров v, i и s. В последующих графах приводятся значения этих параметров для температур, начиная от 0 <sup>0</sup>С и до 550 <sup>0</sup>С. Эти параметры можно подсчитать, пользуясь формулами, составленными по следующим определениям.

Удельная энтальпия перегретого пара *i* равна удельному количеству теплоты, которое нужно подвести к жидкости, взятой при 0  $^{0}$ C, чтобы при постоянном давлении превратить её в перегретый пар:

$$i=i''+c_{\rm p}(t-t_{\rm s}),$$

где i'' – удельная энтальпия сухого насыщенного пара;  $c_p$  – средняя удельная теплоёмкость перегретого пара в интервале температур  $t...t_s$ .

Удельная энтропия перегретого пара *s* равна увеличению удельной энтропии жидкости, взятой при 0  $^{0}$ C, в процессе превращения её при постоянном давлении в перегретый пар:

$$s = s'' + c_{\rm p} \ln(T/T_{\rm s}),$$

где s'' – удельная энтропия сухого насыщенного пара; T и  $T_s$  – термодинамические температуры соответственно перегретого и сухого насыщенного пара. Относительный объём перегретого водяного пара *v* в области относительно невысоких давлений (до 2,5 МПа) можно определить также по приближённой формуле

$$v = R T/p - 0.016$$
,

где p – давление пара; R – удельная газовая постоянная водяного пара, R = 461,5Дж/(кг·К).

## 12.4. Тs-диаграмма

Для изображения на *Ts*-диаграмме процесса парообразования необходимо пользоваться такими соотношениями для этого процесса, которые

были бы выражены через параметры T и s. При построении *Тs*-диаграммы для первой стадии парообразовании, т.е. нагрева жидкости массой 1 кг от  $0^{0}$ С до температуры t, пользуются уравнением для удельной энтропии жидкости  $s = \ln (T/273, 15)$ . Как видно из уравнения при нулевой температуре s = 0, поэтому точопределяющая это сока. стояние жидкости, должна лежать на оси ординат (точка А на рис. 12.3). Если жидкость подогрета до температуры  $T_1$ , то энтропия увеличится и станет равной *s*<sub>1</sub> и состояние жидкости будет определяться точкой 1. Если жидкость далее подогревать, то температура её будет возрастать, принимая



Рис. 12.3. Процесс получения перегретого пара при постоянном давлении на *Ts*-диаграмме

последовательно значения  $T_2$ ,  $T_3$ ..., и, наконец, она закипит и температура её станет равной  $T_s$ . При этом удельная энтропия жидкости будет так же всё время увеличиваться и принимать значения соответственно  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $s_3$ ,... и, наконец, s' (при температуре, равной  $T_s$ ). Состояние жидкости при указанных значениях и температуре и энтропии определяется на диаграмме точками 2, 3...до точки В. Если через все точки провести плавную кривую, то она графически изображает характер изменения удельной энтропии жидкости при её нагревании от 273 К до  $T_s$ .

При дальнейшем подводе теплоты жидкость превращается в пар, энтропия увеличивается, но температура не изменяется, поэтому линия процесса для этой стадии парообразования изобразится прямой В-С, параллельной оси абсцисс. Точка С определяет состояние сухого насыщенного пара. Изменение удельной энтропии в процессе парообразования, т.е. от точки В до точки С, может быть подсчитано по уравнению

$$s'' - s' = r/T_s$$

При дальнейшем подводе теплоты пар перейдёт в область перегрева, при этом возрастают его удельная энтропия и температура. Линия этого процесса парообразования C-D строится по уравнению

$$s - s'' = c_p \ln(T/T_s).$$

Таким образом, процесс получения перегретого пара изобразится ломаной линией А-В-С-D.

Значение удельной энтропии пара в точке С можно подсчитать по уравнению

$$s'' = s' + r/T_s$$

При этом отрезок ВС графически изображает изменение удельной энтропии в процессе парообразования  $r/T_s$ .

Удельную энтропию влажного насыщенного пара в какой-нибудь точке Е можно подсчитать по уравнению

$$s = s' + xr/T_s$$
.

Отношение отрезка В-Е к отрезку В-С графически определяет значение паросодержания *x*.





Если повысить давление жидкости, из которой получен перегретый пар, то при температуре, соответствующей точке В, кипение ещё не наступит. Для того чтобы жидкость закипела, её необходимо подогреть до более высокой температуры, при этом увеличится и удельная энтропия. Момент начала кипения определяется точкой В', расположенной на продолжении линии А-В, а состояние сухого насыщенного пара – точкой С' (рис. 12.4).

Если же давление жидкости понизить, то момент начала кипения изобразится какой-нибудь точкой B<sub>1</sub>, ле-

жащей также на кривой А-В, ниже точки В. При этом давлении состояние сухого пара изобразится точкой C<sub>1</sub>.

Беря разные значения давлений жидкости, получим ряд точек B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>, B<sub>3</sub>..., соответствующих началу ее кипения, и ряд точек C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub>, C<sub>3</sub>..., соответствующих состоянию сухого насыщенного пара при этих давлениях. Если через эти точки провести плавные линии, то на диаграмме получатся две кривые A-K и D-K: первая из них является пограничной кривой жидкости, разделяющей области жидкости и влажного насыщенного пара, а вторая – пограничной кривой пара, разделяющей области влажного и перегретого паров. Как видно из рис. 12.4, эти линии сходятся и точки пересечения их – критическая точка К.

Если на линиях В-С, В<sub>1</sub>-С<sub>1</sub>, В<sub>2</sub>-С<sub>2</sub>, ... нанести точки Е, Е<sub>1</sub>, Е<sub>2</sub>..., соответствующие какому-нибудь значению паросодержания, и провести через них плавную линию, то получим кривую постоянного паросодержания KF.

Таких кривых для различных значений паросодержания можно нанести на диаграмме несколько. Тогда получим ряд кривых, также сходящихся в критической точке К.

Площадь на *Тs*-диаграмме, ограниченная линией процесса, осью абсцисс и крайними ординатами, определяет удельное количество теплоты, подведенной к рабочему



Рис. 12.5. Количество теплоты *i*', *r* и *q* на *Ts*-диаграмме

телу (или отведенного от него) в процессе. Рассмотрим процесс парообразования, который изобразиться линией А-В-С-Д (рис. 12.5). На этом рисунке линия А-В изображает графически процесс нагревания жидкости от 0  $^{0}$ С до температуры кипения (насыщения)  $T_{\rm s}$ . Поэтому площадь диаграммы под этой линией графически (в масштабе) изображает удельную энтальпию жидкости *i*'.

Процесс превращения кипящей жидкости в пар изображается линией В-С. Площадь прямоугольника под линией В-С определяет удельную теплоту парообразования *r*.

Площадь диаграммы под линией С-Д изображает удельную теплоту *q*, подведенную к сухому насыщенному пару, чтобы превратить его в перегретый пар с температурой *T*, причем  $q = c_p (T - T_s)$ .

## 12.5. Понятие о із-диаграмме

*Ts*-диаграмма является наглядной при различных исследованиях, связанных с сообщением или отводом теплоты. Однако в расчетной работе она неудобна, т.к. для нахождения по ней удельной теплоты нужно измерять площадь, а в тех случаях, когда линия процесса является кривой, это представляет некоторые затруднения. Поэтому в теплотехнических расчетах часто пользуются энтропийной диаграммой, в которой по оси ординат отложены значения удельной энтальпии, а по оси абсцисс – удельной энтропии. Для того чтобы найти изменение энтальпии *i* по такой диаграмме, а следовательно, и удельное количество теплоты, необходимо измерить длину соответствующего отрезка по оси ординат, что проще, чем измерять площадь. Эта диаграмма получила название *is*-диаграммы, схема которой показана на рис. 12.6.



Рис. 12.6. Схема *is*-диаграммы

На нее наносятся те же линии, что и на *Ts*-диаграмме, т.е. пограничные кривые жидкости и пара, кривые постоянных давлений и постоянных паросодержаний. Кроме того, на *is*-диаграмме наносятся кривые постоянных температур, которые в *Ts*-диаграмме имеют вид горизонтальных линий.

Пограничная кривая жидкости в указанной системе координат строится по точкам, координатами которых являются значения *i*' и *s*'. Эти значения находятся по таблицам параметров сухого насыщенного пара или по уравнению  $s' = \ln(T_s/273)$ . По найденным значениям i' и s' для ряда давлений находят точки b, b', b", b", ..., через которые проводится пограничная кривая жидкости 0-К. Подобным же способом, беря из таблиц параметров сухого пара значения v'' и s'' или вычисляя s'' по уравнению  $s'' = \ln(T_s/273) + r/T_s$ , строят пограничную кривую пара, координатами которой являются значения i'' и s''. Таким способом находят точки c, c', c'',...,c<sup>m</sup>, соединив которые плавной линией, получим пограничную кривую пара K-N.

Точки b и c, b' и c', b" и c",... относятся к одним и тем же давлениям, поэтому их можно считать крайними точками изобар. Так как в области насыщения, как известно, температуры пара при постоянном давлении одинаковы, то изобары в этой области являются одновременно и изотермами. Следовательно, линии этих двух процессов могут совпадать. При переходе в область перегрева изобары изображаются кривыми, являющимися продолжением изобар – изотерм в области насыщения (кривые c'-d', c"-d", ...). Изотермы в области невысоких давлений, начиная от кривой насыщенного пара, идут более полого (кривые c-e, c'-e', c"-e", ...).

На некоторых *is*-диаграммах нанесены также линии удельных объемов, которые на рис. 12.6 показаны пунктирной линией.

На практике обычно не приходится иметь дело с очень влажными парами, область которых находится в нижней части *is*-диаграммы. Поэтому для практических целей пользуются только правой верхней ее частью, что дает возможность выполнить ее в более крупном масштабе и сделать более удобной для использования.

# 12.6. Примеры решения задач

## Пример 12.1

Избыточное давление, испытываемое стенками парового котла, составляет 3,4 МПа. Какова температура пара в котле?

### Решение.

Принимаем давление атмосферного воздуха p = 0,1 МПа. Тогда абсолютное давление пара в котле  $p_a = p_\mu + p_o = 3,4 + 0,1 = 3,5$  МПа.

В приложении 4, интерполируя, находим, что при давлении 3,5 МПа температура кипения  $t_s = 242$  <sup>0</sup>C.

# Пример 12.2

Давление влажного насыщенного водяного пара  $p_a = 1,6$  МПа и паросодержание x = 0,9. Найти удельный объем, удельную энтальпию и удельную энтропию пара.

### Решение.

В приложении 4 находим, что для сухого насыщенного пара давлением p = 1,6 МПа удельный объем v'' = 0,1238 м<sup>3</sup>/кг.

Следовательно, удельный объем влажного насыщенного пара  $v_{\omega} = 0.9 \cdot 0.1238 = 0.111 \text{ м}^3/\text{кг};$ 

удельная энтальпия

$$i_{\omega} = i' + xr = 858,3 \pm 0,9 \cdot 1935 = 2600$$
 кДж/кг

удельная энтропия

$$s_{\omega} = s' + x(s'' - s') = 2,344 + 0,9 \cdot (6,422 - 2,344) = 6,014$$
кДж/(кг К).

#### Пример 12.3

В водоподогревателе получают в течение 1 ч подогретую питательную воду массой 2000 кг, смешивая холодную воду с отработавшим паром от вспомогательных механизмов. Определить необходимые для этого массы отработавшего пара  $m_{\Pi}$  и холодной воды  $m_{B}$ , если давление отработавшего пара 0,2 МПа, влагосодержание 10 %, начальная температура воды 20 °C, а температура смеси 80 °C.

Решение.

Составим уравнение теплового баланса исходя из этого, что количество теплоты, отнятой от пара, равно количеству теплоты, сообщенной воде:

$$m_{\rm II}(i_{\rm co} - i_{\rm cm}) = m_{\rm B}(i_{\rm cm} - i_{\rm 1}). \tag{12.3}$$

Из условия задачи следует, что

$$m_{\rm m} + m_{\rm B} = 2000 \,{\rm kr}.$$
 (12.4)

Решая уравнение (12.3) и (12.4) с двумя неизвестными  $m_{\pi}$  и  $m_{B}$ , получим их значения. Для этого подставляем в уравнение (12.3) значение  $m_{B}$  из уравнения (12.4):

$$m_{\rm B} = 2000 - m_{\rm D}$$

и получаем

$$m_{\Pi} (i_{\omega} - i_{cM}) = (2000 - m_{\Pi}) (i_{cM} - i_1).$$

Решим это уравнение относительно т

$$m_n = 2000(i_{\rm CM} - i_1)/(i_{\rm O} - i_1).$$
(12.5)

Из приложения 4 находим, что при  $p_a = 0,2$  МПа

 $i_{\omega} = i' + xr = 504,8 + 0,9 \cdot 2202 = 2487$ кДж/кг.

Из приложения 5 находим, что при 20 <sup>0</sup>С удельная энтальпия воды  $i_1 = 83,9 \text{ кДж/кг}$ , а при 80 <sup>0</sup>С  $i_{cm} = 334,9 \text{ кДж/кг}$ .

Подставляя найденные значения  $i_{\omega}$ ,  $i_1$  и  $i_{cm}$  в уравнение (12.5), получим

$$m_{\rm fi} = 2000 \cdot (334,9 - 83,9)/(2487 - 83,9) = 208$$
 кг;  
 $m_{\rm b} = 2000 - 208 = 1792$  кг.

#### Пример 12.4

Найти удельную энтальпию, удельный объём и удельную энтропию водяного пара при давлении 2МПа и температуре 400 0С.

### Решение.

Поскольку заданная температура выше температуры насыщения при том же давлении, то заданный пар является перегретым.

В приложении 6 находим, что для пара, имеющего давление 2 МПа, при температуре 400 <sup>0</sup>С i = 3,246 МДж/кг; v = 0,1511 м<sup>3</sup>/кг и s = 7,122 кДж/(кг К).

## Пример 12.5

Найти количество теплоты, которую нужно подвести к водяному пару в пароперегревателе для перегрева пара массой 2500 кг, если его давление p = 3 МПа, паросодержание при входе в пароперегреватель x = 0.9, а температура на выходе из пароперегревателя t = 360 °C.

Решение.

Для решения задачи составляем уравнение  $Q = m(i-i_{\omega})$ . Здесь разность *i*-*i*<sub> $\omega$ </sub> является удельной теплотой, подводимой в пароперегревателе к пару.

В приложении 6 находим, что удельная энтальпия перегретого пара i = 3135 кДж/кг; удельную энтальпию влажного пара  $i_{\omega}$  найдем из уравнения  $i_{\omega} = i' + xr$ . В приложении 6 находим, что при p = 3 МПа удельная энтальпия i' = 1008 кДж/кг и r = 1796 кДж/кг. Следовательно,

 $i_{\omega} = 1008 + 0,9 \cdot 1796 = 2624$  кДж/кг.

Тогда теплота, подводимая к пару в пароперегревателе:

 $Q = m(i - i_{\omega}) = 2500(3135 - 2624) = 1,28$  ГДж.

## Пример 12.6

Найти по *is*-диаграмме температуру насыщенного пара, имеющего давление 1,5 МПа.

Решение.

Так как температуры влажного и сухого насыщенного пара, имеющих одинаковое давление, равны между собой, то находим на диаграмме точку, определяющую состояние сухого насыщенного пара давлением 1,5 МПа, т.е. точку пересечения изобары 1,5 МПа с кривой сухого насыщенного пара, и определяем температуру на изотерме, идущей от этой точки. Она оказывается равной 200 <sup>0</sup>C.

### 12.7. Задачи

**12.1.** Определить массу влажного пара объемом 10 м<sup>3</sup>, давлением 0,8 МПа и влагосодержанием 12 %.

Ответ: 47,26 кг.

**12.2.** Определить влагосодержание пара давлением 0,6 МПа, если его удельный объем 0,295 м<sup>3</sup>/кг.

Ответ: 6,6 %.

12.3. Найти объем влажного пара массой 10 кг, если его давление 1,0 МПа, а паросодержание 0,9.

Ответ: 1,95 м<sup>3</sup>.

**12.4.** Вычислить массу пара объемом 400 м<sup>3</sup>, давлением 1,2 МПа при температуре 300 <sup>0</sup>C.

Ответ: 1910 кг.

**12.5.** Найти удельную энтальпию перегретого пара, давление которого равно 3 МПа, а температура 400 <sup>0</sup>C.

Ответ: 3,229 МДж/кг.

**12.6.** Найти удельную энтропию перегретого пара давлением 2 МПа при температуре 300 <sup>0</sup>C.

Ответ: 6,757 кДж/(кг К).

**12.7.** Найти удельную энтальпию и удельный объём перегретого пара при давлении 1,6 МПа и температуре 300 <sup>0</sup>C.

Ответ: i = 3,03 МДж/кг; v = 0,1585 м<sup>3</sup>/кг.

**12.8.** Найти удельное количество теплоты, которое нужно подвести к воде, имеющей температуру 10  $^{0}$ C, чтобы превратить её в перегретый пар давлением 1,2 МПа при температуре 300  $^{0}$ C.

Ответ: 3,01 МДж/кг.

**12.9.** Чему равно паросодержание влажного насыщенного пара, имеющего давление p = 0.9 МПа и удельную энтальпию  $i_x = 2600$  кДж/кг?

Ответ: x = 0,915.

12.10. Найти удельную энтальпию:

а) влажного насыщенного пара при  $p_1 = 0,2$  МПа,  $x_1 = 0,9, p_2 = 1$  МПа,  $x_2 = 0,85, p_3 = 2$  МПа,  $x_3 = 0,8;$ 

б) сухого насыщенного пара при  $p_1 = 1,2$  МПа,  $p_2 = 1,5$  МПа;

в) перегретого пара давлением 2 МПа при  $t_1 = 300$  <sup>0</sup>C и  $t_2 = 460$  <sup>0</sup>C.

Ответ: a)  $i_{\omega,1} = 2,49$  МДж/кг;  $i_{\omega,2} = 2,48$  МДж/кг;  $i_{\omega,3} = 2.423$  МДж/кг;

б) *i*<sub>1</sub>"= 2,789 МДж/кг; *i*<sub>2</sub>" = 2,795 МДж/кг;

в) *i*<sub>1</sub> = 3,024 МДж/кг; *i*<sub>2</sub> = 3,389 МДж/кг.

**12.11.** Найти значения температур влажного насыщенного пара давлением:  $p_1 = 50$  кПа;  $p_2 = 0.33$  МПа;  $p_3 = 0.6$  МПа;  $p_4 = 1$  МПа.

Ответ:  $T_1 = 354$  K;  $T_2 = 406$  K;  $T_3 = 431$  K;  $T_4 = 452$  K.

12.12. Найти удельную энтальпию, энтропию и температуру насыщения влажного насыщенного пара давлением 1,4 МПа при паросодержании 0,9.

Ответ:  $i_{\omega} = 2,6$  МДж/кг;  $s_{\omega} = 6,073$  кДж/(кг·К);  $t_{s} = 467$  К.

**12.13.** При впуске в цилиндр парового двигателя сухой насыщенный пар становится влажным с влагосодержанием 4 %. Какая доля теплоты пара передается стенкам цилиндра?

Ответ: 3,6 %.
# 12.8. Контрольные вопросы

1) Как можно определить состояние пара, если известны его давление и удельный объём?

2) Как можно определить состояние пара, если известны его температура и удельный объём?

3) Какой из перегретых паров различных давлений, но одинаковых температур имеет большую степень перегрева?

4) Какой вид имеет кривая энтальпия сухого пара на ру-диаграмме в пределах давлений 0,1...1,0 МПа.

5) Как определить паросодержание влажного насыщенного пара по *Ts-диаграмме*?

# 13. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПАРОВ

# 13.1. Общий метод решения задач

При расчётах термодинамических процессов, совершаемых парами, ставятся те же задачи, что и при расчётах, связанных с процессами, совершаемыми газами.

Однако в протекании паровых процессов имеется особенность, отличающая их от газовых процессов. Дело в том, что в термодинамическом процессе пар может переходить из влажного насыщенного в перегретый и наоборот. А так как процессы влажного насыщенного и перегретого паров имеют свои особенности, то прежде, чем их рассчитывать, следует выяснить, в каком состоянии находится пар в начале и в конце процесса.

В термодинамике паров рассматриваются четыре основных процесса: изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный.

Если рассматриваются процессы влажных насыщенных паров, то должны быть заданы параметры: два начальных и один конечный или один начальный и два конечных. Такими параметрами обычно бывают давление (начальное и конечное) и паросодержание. Для процессов перегретых паров заданными параметрами бывают давление (начальное и конечное) и температура пара.

Порядок графоаналитического исследования термодинамических процессов паров может быть принят следующий:

1) По заданным параметрам состояния находят на *is*-диаграмме точки, характеризующие начальное и конечное состояние пара (например, p, t, x), по которым устанавливаются остальные искомые параметры пара в начале и в конце процесса (например, v, i и s).

2) Удельную теплоту q, подведенную рабочему телу или отведенную от него; находят по формулам:

а) для изобарного процесса

$$q = i_2 - i_1;$$

б) для адиабатного процесса

$$q = 0;$$

в) для изотермического процесса

$$q = T(s_2 - s_1); \tag{13.1}$$

г) для изохорного процесса

на *ру*-диаграмме

$$q = u_2 - u_1$$
.

3) Удельную внутреннюю энергию *u*<sub>1</sub> и *u*<sub>2</sub> вычисляют независимо от вида процесса по формуле

$$u = i - pv. \tag{13.2}$$

4) Удельную работу изменения объёма можно вычислить также по общей для всех процессов формуле, получаемой из уравнения первого начала термодинамики:

$$l = q - (u_2 - u_1). \tag{13.3}$$

5) Удельная работа изменения давления вычисляется по формуле

 $w = q - (i_2 - i_1).$ 

# 13.2. Изобарный процесс

На *pv-*, *Ts-* и *is-*диаграммах изобары имеют вид, показанный на puc. 13.1 - 13.3. Общим случаем является процесс 1-2, в котором пар переходит из влажного состояния в перегретое или обратно - из перегретого во влажное состояние. Изобары *a* и *b* являются частным случаем этого процесса, когда пар в начале и в конце его остается влажным (линия *a*) или перегретым (линия *b*).



гис. 13.2. Изооары пар на *Ts*-диаграмме

Рассмотрим общий случай изобарного процесса (линия 1-2), протекающего при заданном давлении p = const. Заданы паросодержание в начале процесса  $x_1$  и температура в конце процесса  $t_2$ . 1) Нахождение параметров пара. Пользуясь значениями заданных параметров, находим на *is*-диаграмме точки 1 и 2, соответствующие началу и концу процесса, и тем самым определяем изобару 1-2. По точкам 1 и 2 находим значения  $i_1$  и  $i_2$ ,  $s_1$  и  $s_2$ ,  $v_1$  и  $v_2$ .

2) Удельную теплоту определяем по формуле

$$q = i_2 - i_1$$

3) Изменение внутренней энергии  $u_2$ - $u_1$  подсчитываем, используя уравнение (13.2). Напишем его для начального и конечного состояний пара:

 $u_1 = i_1 - pv_1; \ u_2 = i_2 - pv_2.$ Изменение внутренней энергии

 $u_2 - u_1 = (i_2 - pv_2) - (i_1 - pv_1)$ 

или

 $u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - p(v_2 - v_1).$ 

4) Удельную работу изменения объема можно определить либо по общей формуле (13.3):

 $l = q - (u_2 - u_1),$ либо по формуле для изобарного процесса любого рабочего тела

$$l = p (v_2 - v_1)$$



Рис. 13.3. Изобары пара на *is*-диаграмме

5) Удельная работа изменения ha is-диаграммсдавления в изобарном процессе w = 0, так как в этом процессе p = const.

#### 13.3. Адиабатный процесс

В адиабатном процессе энтропия остаётся постоянной ( $s_2 = s_1$ ). Это условие даёт возможность строить адиабату обратимого процесса на *Ts*- и *is*-диаграммах в виде прямой 1-2, параллельной оси ординат (рис. 13.4 и 13.5).

i



Рис. 13.4. Адиабаты пара на *Ts*-диаграмме



Рис. 13.5. Адиабаты пара на *is*-диаграмме

S

S

Отрезки *a* и *b* на этих рисунках относятся к частным случаям протекания процесса. При адиабатном расширении удельная энтальпия пара и температура уменьшаются, а при адиабатном сжатии – увеличиваются. Следовательно, на *Ts*- и *is*-диаграммах адиабата расширения должна идти вниз с уменьшением удельной энтальпии, а адиабата сжатия – вверх с увеличением удельной энтальпии.



Рис. 13.6. Адиабата пара на *ру*-диаграмме

На *рv*-диаграмме адиабата пара для общего случая протекания процесса имеет вид, показанный на рис. 13.6 (линия 1-2), причём адиабата перегретого пара располагается круче, чем адиабата влажного насыщенного пара. Поэтому кривая имеет перелом в точке 0.

Вид кривой указывает также на то, что адиабаты перегретого и влажного паров на *pv*-диаграмме располагаются круче, чем кривая жидкости, поэтому при адиабатном расширении перегретого пара уменьшается его степень перегрева, а при адиабатном расширении влажного

пара обычно уменьшается паросодержание. Если пар очень влажный (линия *c* на рис. 13.6), то при адиабатном расширении его паросодержание даже увеличивается.

Адиабата в *pv*-диаграмме может строиться по уравнению  $pv^{k} = const$ , которое для пара, особенно влажного, является приближенным. Показатель адиабаты *k* для водяного пара не равен отношению теплоёмкостей  $c_{p}/c_{v}$ , как для идеальных газов.

Приближенное значение этого показателя для перегретого водяного пара может быть принято равным 1,3, а для влажного водяного пара находится по приближенному уравнению  $k = 1,035 + 0,1 \cdot x$ , где x – паросодержание в верхней точке адиабаты.

Этот процесс весьма просто исследуется с помощью *is*-диа-граммы.

1) Нахождение параметров пара. Рассмотрим адиабатное расширение пара, начальное состояние которого определяется параметрами  $p_1$  и  $t_1$ , а конечное – параметром  $p_2$ .

На *is*-диаграмме в пересечении изобары  $p_1$  и изотермы  $t_1$  находим начальную точку 1 (рис. 13.7) и параметры для этой точки  $i_1$ ,  $s_1$  и  $v_1$ . Проводя из точки 1 линию, параллельную оси удельных энтальпий, вниз до пересечения с изобарой  $p_2$ , получили конечную точку 2, характеризующую конечное состояние пара. Теперь можно найти на диаграмме параметры  $i_2$ ,  $s_2 = s_1$ ,  $v_2$ ,  $x_2$  (для насыщенного пара) и  $t_2$  (для перегретого пара). 2) Подводимая (или отводимая) теплота в адиабатном процессе: q = 0.

3) Изменение удельной внутренней энергии  $u_2 - u_1$  подсчитываем, пользуясь уравнением (13.2):

$$u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1) = i_2 - i_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

4) Удельная работа изменения объёма определяется по уравнению первого начала термодинамики:  $q = u_2 - u_1 + l$ .

Для адиабатного процесса q = 0, следовательно,  $l = u_1 - u_2$ .

5) Удельная работа изменения давления в адиабатном процессе опре-



Рис. 13.7. Нахождение параметров пара в адиабатном процессе на *is*-диаграмме

деляется по формуле (6.9):  $q = i_2 - i_1 + w$ . Так как q = 0, то  $w = i_1 - i_2$ .

## 13.4. Изотермический процесс

Поскольку в процессах парообразования и конденсации при постоянном давлении температура пара остается постоянной и равной температуре кипения, то в области влажного пара изотермические процессы являются одновременно и изобарными.

В области перегретых паров при изотермическом подводе теплоты удельная энтальпия увеличивается, а при отводе теплоты – уменьшается (в изотер-мическом процессе газов удельная энтальпия не изменяется, т.е. i = const).

Общие и частные случаи изотерм показаны на рис. 13.8 – 13.10.







Рис. 13.9. Изотермы пара на *Ts*-диаграмме







Рис. 13.11. Нахождение параметров пара в изотермическом процессе на *is*-диаграмме

Исследование изотермического процесса удобно вести по *is*диаграмме. Оно начинается с определения начальной и конечной точек линии процесса, после чего могут быть найдены на *is*-диаграмме и все остальные параметры.

1) Нахождение параметров пара. Допустим, что начальное состояние пара в изотермическом процессе определяются параметрами  $p_1$  и  $x_1$ , а конечное параметром  $p_2$ . Тогда на пересечении изобары  $p_1$  и кривой постоянного паросодержания  $x_1$  находим начальную точку 1 изотермы (рис. 13.11). Конечная точка этой изотермы должна находиться на пересечении данной изотермы (которая до точки *а* является и изобарой) с изобарой  $p_2$ . После этого могут быть найдены непосредственно по диаграмме значения  $i_1, i_2, s_1, s_2, v_1$  и  $v_2$ . На линии изотермы читаем температуру, при которой протекает процесс.

2) Подводимая теплота может быть вычислена по уравнению (13.1), либо определена по *Ts*-диаграмме как заштрихованная площадь прямоугольника (см. рис. 13.9).

3) Следует обратить внимание на различия между изотермическими процессами идеальных газов и паров. В изотермических процессах идеальных газов внутренняя энергия не изменяется (u = const), а в изотермических процессах паров внутренняя энергия паров изменяется. Так, из уравнения для идеальной внутренней энергии влажного насыщенного пара  $u_x = u' + x \cdot \rho$  (где u' – внутренняя энергия жидкости при температуре кипения;  $\rho$  – внутренняя теплота парообразования; x – паросодержание) следует, что при изотермическом процессе с ростом паросодержания x увеличивается и удельная внутренняя энергия  $u_x$ . Удельная внутренняя энергия увеличивается и в изотермических процессах сообщения теплоты перегретому пару, но менее значительно, чем в таких же процессах влажного пара, так как перегретый пар по своим свойствам приближается к газам тем больше, чем выше его температура.

## 13.5. Изохорный процесс

Изохоры на *pv*-; *Ts*- и *is*-диаграммах имеют вид, показанный на puc. 13.12 – 13.14 кривыми 1-2, *а* и *b*. Из рисунков видно, что если процесс *а* вести, как показано стрелками, то пар увлажняется.



Рис. 13.13. Изохоры пара на *Ts*-диаграмме

Из рис. 13.13 и 13.14 видно, что удельная энтропия пара в точке 2 больше, чем в точке 1. Это значит, что протекание процесса от точки 1 к точке 2 связано с подводом теплоты.

Исследования изохорного процесса, как и других процессов, начинается с нахождения параметров в начале и в конце процесса.

Работа изменения объема в этом процессе, протекающем при v = const, не производится, т.е. l = 0.

на *ру*-диаграмме

Работа изменения давления *w* подсчитывается по формуле

$$w = v(p_1 - p_2).$$

Подведенная (или отведенная) удельная теплота *q* определяется по формуле (6.2)

$$q = u_2 - u_1 + l_2^2$$

но поскольку для изохорного процесса l = 0, то

$$q = u_2 - u_1$$



Рис. 13.14. Изохоры пара на *is*-диаграмме

### 13.6. Примеры решения задач

#### Пример 13.1

Водяной пар массой 20 кг расширяется при постоянном давлении 3,0 МПа от начального удельного объема  $v_1 = 0,06 \text{ м}^3/\text{кг}$  до конечного  $v_2 = 0,09 \text{ м}^3/\text{кг}$ . Найти начальные и конечные состояния пара, количество



Рис. 13.15. К примеру 13.1

сообщенной теплоты и работу изменения объема.

Пример решить с помощью *is*-диаграммы и аналитически с помощью таблиц.

Решение с использованием is-диаграммы для водяного пара.

1) Находим на диаграмме (рис. 13.15) точку пересечения 1 изобары p = 3 МПа и изохоры  $v_1 =$ = 0,06 м<sup>3</sup>/кг. Для найденной точки 1 находим начальные

искомые параметры: паросодержание  $x_1 = 0,9$  (точка лежит в области влажного насыщенного пара), начальная удельная энтальпия i = 2625 кДж/кг, начальная удельная энтропия  $s_1 = 5,83$  кДж/(кг·К).

2) Находим на диаграмме точку пересечения 2 заданной изобары и изохоры  $v_2 = 0,09 \text{ м}^3/\text{кг}$ . Для найденной точки 2 находим конечные искомые параметры:  $t_2 = 350 \ ^0\text{C}$  (точка лежит в области перегретого пара),  $i_2 = 3120 \text{ кДж/кг}$ ,  $s_2 = 6,75 \text{ кДж/(кг·К)}$ .

3) Подсчитаем количество подведенной теплоты:

$$Q = m(i_2 - i_1) = 20 \cdot (3120 - 2625) \cdot 10^3 = 9,9$$
 МДж.

4) Начальная удельная внутренняя энергия пара

 $u_1 = i_1 - pv_1 = 2625 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0,06 = 2,445$  МДж/кг.

5) Вычислим конечную удельную внутреннюю энергию пара

 $u_2 = i_2 - pv_2 = 3120 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0,09 = 2,85$  МДж/кг.

6) Определяем работу изменения объёма, совершаемую паром при расширении:

 $L = ml = mp(v_2 - v_1) = 20 \cdot 3 \cdot 10^6 \cdot (0,09 - 0,06) = 1,8$  МДж.

Решение с использованием таблиц параметров водяного пара

1) Находим, пользуясь приложением 4, что при давлении p = 3 МПа удельный объём сухого насыщенного пара v'' = 0,06665 м<sup>3</sup>/кг. В связи с тем, что  $v_1 = 0,06$  м<sup>3</sup>/кг, т.е. меньше v'' при том же давлении, что в начале процесса, то пар – влажный, насыщенный.

2) Подсчитываем начальное паросодержание из соотношения

 $v_1 = v_1' + x_1(v_1'' - v_1')$ или  $x_1 = (v_1 - v_1')/(v_1'' - v_1').$ 

В приложении 4 находим, что удельный объём воды (при температуре кипения)  $v_1' = 0,0012163 \text{ м}^3/\text{кг}$ . После подстановок получим

 $x_1 = (0,06 - 0,0012163)/(0,06665 - 0,0012163) = 0,9$ 

(по приближенной формуле  $x_1 = v_1/v'' = 0,06/0,06665 = 0,9$ ).

3) Устанавливаем, что в конечном состоянии пар перегретый, так как его удельный объём ( $v_2 = 0,09 \text{ м}^3/\text{кг}$ ) больше удельного объёма сухого насыщенного пара ( $v'' = 0,06665 \text{ м}^3/\text{кг}$ ).

4) В приложении 6 находим, что давлению  $p_2 = 3$  МПа и удельному объёму  $v_2 = 0,09$  м<sup>3</sup>/кг соответствует температура перегретого пара  $t_2 = 350$  °C.

5) Подсчитываем начальную удельную энтальпию пара по формуле i = i' + xr,

где *i*'= 1008,3 кДж/кг (по приложению 4 при давлении p = 3 МПа) – удельная энтальпия воды при температуре кипения; r = 1796 кДж/кг (по приложению 4 при давлении p = 3 МПа) – удельная теплота парообразования. Получаем

$$i_1 = 1000, 8 \cdot 10^3 + 0, 9 \cdot 1796 \cdot 10^3 = 2,625$$
 МДж/кг.

6) Подсчитываем начальную удельную энтропию пара по формуле

$$s_1 = s' + x(s'' - s'),$$

где s' = 2,646 кДж/(кг·K) (по приложению 4 при давлении p = 3 МПа) – начальная удельная энтропия воды при температуре кипения; s'' = 6,186 кДж/(кг·K) (по приложению 4 при давлении p = 3 МПа) – начальная удельная энтропия сухого насыщенного пара.

Следовательно

 $s_1 = 2,646 + 0,9 (6,186 - 2,646) = 5,832$ кДж/(кг·К).

7) Начальная удельная внутренняя энергия

 $u_1 = i_1 - pv_1 = 2624, 7 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0, 06 = 2,445$  МДж/кг.

8) Определяем, интерполируя, конечные параметры пара  $i_2$  и  $s_2$  (по приложению 6 при p = 3 МПа и t = 350 <sup>0</sup>C):

 $i_2 = 3111$  кДж/кг;  $s_2 = 6,735$  кДж/(кг·К).

9) Вычисляем конечную удельную внутреннюю энергию:

 $u_2 = i_2 - pv_2 = 3,111 - 3.0,09 = 2,841$  МДж/кг.

10) Подсчитываем количество подведённой теплоты и работу, совершаемую паром:

$$Q = m(i_2 - i_1) = 20 \cdot (3,111 - 2,6247) = 9,726$$
 МДж;  
 $L = mp(v_2 - v_1) = 20 \cdot 3 \cdot (0,09 - 0,06) = 1,8$  МДж.

# Пример 13.2

Водяной пар массой 1200 кг расширяется адиабатно от 1,4 МПа и 300 <sup>0</sup>С до 0,006 МПа. Найти изменение энтальпии в этом процессе и паросодержание в конце расширения. Пример решить по *is*-диаграмме.

Решение.

Находим на *is*-диаграмме для водяного пара точку 1, характеризующую начальное состояние пара, на пересечении изобары  $p_1 = 1,4$  МПа и изотермы  $t_1 = 300$  <sup>0</sup>C.

Опустив из точки 1 вертикаль до изобары  $p_2 = 0,06$  МПа, находим точку 2, характеризующую конечное состояние пара. Устанавливаем, что через эту точку проходит кривая постоянного паросодержания  $x_2 = 0,825$ . Далее, спроектировав точки 1 и 2 на ось удельных энтальпий, находим, что  $i_1 = 3035$  кДж/кг, а  $i_2 = 2135$  кДж/кг. Следовательно, изменение удельной энтальпии

 $i_t = (i_1 - i_2) = 3035 - 2135 = 900$  кДж/кг.

Искомое изменение энтальпии

 $I_1 - I_2 = m(i_1 - i_2) = 12000.900 = 1,08$  ГДж.

#### Пример 13.3

До какого значения нужно адиабатно понизить давление перегретого пара, чтобы он стал сухим насыщенным (x = 1)? Какая будет при этом температура, если начальное давление  $p_1 = 1$  МПа и начальная температура  $t_1 = 300$  <sup>0</sup>C? Пример решить по *is*-диаграмме.

Решение.

Пользуясь *is*-диаграммой для водяного пара, находим на пересечении изобары  $p_1 = 1$  МПа и изотермы  $t_1 = 300$  <sup>0</sup>C точку 1, определяющую начальное состояние пара. Проведя из этой точки адиабату до пересечения пограничной кривой пара ( $x_2 = 1$ ) находим, что  $p_2 = 0,2$  МПа и  $t_2 = 120$  <sup>0</sup>C.

#### Пример 13.4

Водяной пар массой 20 т, с начальными параметрами  $p_1 = 0,8$  МПа и  $x_1 = 0,84$  изотермически расширяется до удельного объема  $v_2 = 0,23$  м<sup>3</sup>/кг. Найти другие начальные и конечные параметры пара, подведенную теплоту и совершаемую паром работу. Пример решить с использованием *is*-диаграммы.

Решение.

1) Находим на *is*-диаграмме водяного пара точку 1 пересечения изобары  $p_1 = 0,8$  МПа и кривой постоянного паросодержания  $x_1 = 0,84$ . Для этой точки, характеризующей начальное состояние пара, находим искомые начальные параметры:  $v_1 = 0,2$  м<sup>3</sup>/кг;  $s_1 = 5,92$  кДж/(кг·К);  $i_1 = 2440$  кДж/кг.

Начальную температуру пара находим на пересечении изобары  $p_1 = 0.8$  МПа с пограничной кривой пара. Через эту точку проходит изотерма 170 °C, следовательно,  $t_1 = 170$  °C.

2) Вычисляем начальную внутреннюю энергию:

 $u_1 = i_1 - p_1 v_1 = 2,44 \cdot 10^6 - 0,8 \cdot 10^6 \cdot 0,2 = 2,28$  МДж/кг.

3) Находим на *is*-диаграмме точку 2, соответствующую конечному состоянию пара. С этой целью в области насыщенного пара поднимаемся по изобаре p = 0.8 МПа (в этой области изотерма совпадает с изобарой) до пересечения с изохорой  $v_2 = 0.23$  м<sup>3</sup>/кг. Так как точка пересечения 2 лежит в области влажного пара, то в конечном состоянии пар является влажным насыщенным.

4) Для точки 2 находим искомые параметры пара:  $x_2 = 0.95$ ;  $p_2 = 0.8$  МПа;  $i_2 = 2670$  кДж/кг;  $s_2 = 6.43$  кДж/(кг·К);  $v_2 = 0.23$  м<sup>3</sup>/кг.

5) Конечная удельная внутренняя энергия:

 $u_2 = i_2 - p_2 v_2 = 2,67 \cdot 10^6 - 0,8 \cdot 10^6 \cdot 0,23 = 2,49$  МДж/кг.

6) Сообщенная теплота

 $Q = mT(s_2 - s_1) = 20000 \cdot (170 + 273)(6,43 - 5,92) \cdot 10^3 = 4,52$  ГДж.

В связи с тем, что процесс изотермического подвода теплоты протекает в области влажного насыщенного пара, можно количество подводимой теплоты определить как для изобарного процесса (поскольку в области влажного пара изотерма является и изобарой)

 $Q = m(i_2 - i_1) = 20000 \cdot (2,67 - 2,44) \cdot 10^6 = 4,6$  ГДж.

7) Работа изменения объема

 $L = m \cdot l = Q - m(u_2 - u_1) = 4,52 \cdot 10^6 - 20000 \cdot (2,49 - 2,28) \cdot 10^6 = 0,32$  ГДж.

8) Работа изменения давления W = 0, так как давление в данном процессе постоянно.

#### Пример 13.5

Водяной пар массой 50 кг при начальных параметрах  $p_1 = 3$  МПа и  $t_1 = 350$  <sup>0</sup>C охлаждается при постоянном объеме до давлении  $p_2 = 2$  МПа. Найти конечную температуру, работу изменения давления, а также количество теплоты, которое нужно отвести от пара. Пример решить, используя *is*-диаграмму.

Решение.

1) Находим на *is*-диаграмме для водяного пара точку 1, соответствующую начальному состоянию пара, на пересечении изобары  $p_1 = 3$  МПа и изотермы  $t_1 = 350$  °C.

2) Находим на *is*-диаграмме для точки 1 параметры пара:  $v_1 = 0,09 \text{ м}^3/\text{к}\text{г}; i_1 = 3110 \text{ кДж/к}\text{г}.$  Тогда

$$u_1 = i_1 - p_1 v_1 = 3,11 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0,092,84$$
 МДж/кг.

3) Из точки 1 опускаемся по изохоре  $v = 0,09 \text{ м}^3/\text{кг}$  до пересечения этой изохоры с изобарой  $p_2 = 2 \text{ МПа}$  (точка 2) и определяем конечные параметры пара:  $x_2 = 0,91$  (значит в конечном состоянии пар влажный);  $v_2 = v_1 = 0,09 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $i_2 = 2630 \text{ кДж/кг}$ . Следовательно,

 $u_2 = i_2 - p_2 v_2 = 2,63 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^6 \cdot 0,09 = 2,45$  МДж/кг.

4) Количество отведённой теплоты

 $Q = m(u_2 - u_1) = 50 \cdot (2,45 - 2,84) = -19,5$  МДж.

(Знак минус здесь указывает на то, что теплота отводится в количестве 19,5 МДж).

5) Работа изменения давления

 $W = V(p_1 - p_2) = mv(p_1 - p_2) = 50.0,09.(3 - 2) = 4,5$  МДж.

# 13.7. Задачи

**13.1.** Пар массой 0,5 кг расширяется при постоянном давлении от объёма 0,014 м<sup>3</sup> до объёма 0,074 м<sup>3</sup>, совершая при этом работу 120 кДж. Определить состояние пара до и после расширения.

Ответ: p=2 МПа;  $x_1 = 0,27$ ;  $v_1 = 0,028$  м<sup>3</sup>/кг;  $t_2 = 378$  °C;  $v_2 = 0,148$  м<sup>3</sup>/кг.

**13.2.** К пару массой 1 кг при постоянном давлении 0,9 МПа и при начальном паросодержании 20 % подводится теплота в количестве 1,2 МДж. Найти паросодержание, удельный объём и удельную энтальпию пара в конце этого процесса, а также удельную работу изменения объёма.

Ответ:  $x_2 = 0.82$ ;  $v_{x2} = 0.1791$  м<sup>3</sup>/кг;  $i_{x2} = 2.4$  МДж/кг; l = 119 кДж/кг.

**13.3.** Пар подогревается при постоянном удельном объёме 0,13 м<sup>3</sup>/кг и постоянном давлении 1,2 МПа до температуры 320 <sup>0</sup>C. Какое удельное количество теплоты необходимо при этом подвести к нему, какая будет совершена удельная работа изменения объёма и каков будет конечный удельный объём пара?

Ответ: q = 673 кДж/кг; l = 111 кДж/кг;  $v_2 = 0,459$  м<sup>3</sup>/кг.

**13.4.** Какую удельную работу изменения объёма нужно совершить при сжатии сухого насыщенного пара, чтобы при постоянном давлении 1,2 МПа превратить его в жидкость? Найти также удельное количество теплоты, которое должно быть отведено при этом от пара.

Ответ: *l* = - 195 кДж/кг; *q* = - 1,995 МДж/кг.

**13.5.** Сухой насыщенный пар адиабатно расширяется от давления 1 МПа до давления 50 кПа. Найти конечное состояние пара и совершенную им удельную работу изменения объема.

Ответ:  $x_2 = 0,846$ ; l = 432 кДж/кг.

**13.6.** Пар давлением 50 кПа и паросодержанием 70 % адиабатно сжимается. Определить, при каком давлении этот пар превратится в сухой насыщенный.

Ответ: при давлении 9 МПа.

**13.7.** Пар расширяется адиабатно от начальных параметров  $p_1$ = 3 МПа и  $t_1$  = 300 <sup>0</sup>С до давления 50 кПа. Найти значения  $i_1$ ,  $v_1$ ,  $i_2$ ,  $x_2$  и l.

Ответ:  $i_1 = 3$  МДж/кг;  $v_1 = 0,083$  м<sup>3</sup>/кг;  $i_2 = 2,28$  МДж/кг;  $x_2 = 0,838$ ; l = 612 кДж/кг.

**13.8.** Пар давлением 1,8 МПа и температурой 350 °С расширяется адиабатно до давления 8 кПа. Найти паросодержание в конце расширения и давление, при котором пар в процессе расширения станет сухим насыщенным.

Ответ:  $x_2 = 0,84$ ; p = 0,28 МПа.

**13.9.** Влажный пар давлением 1,2 МПа и паросодержанием 0,9 проходит через пароперегреватель, в котором пару сообщается такое количество теплоты при постоянном давлении, что после адиабатного расширения в цилиндре парового двигателя до давления 0,14 МПа он превращается в сухой насыщенный. Найти удельное количество теплоты, которое получает пар в пароперегревателе.

Ответ: q = 592 кДж/кг.

**13.10.** Пар при температуре 200 <sup>0</sup>С и давлении 0,45 МПа адиабатно расширяется до давления 20 кПа. Найти удельную работу адиабатного расширения пара, паросодержание и температуру в конце расширения.

Ответ:  $l = 439 \text{ кДж/кг}; x_2 = 0,39; t_2 = 59,7 \ ^{0}\text{C}.$ 

**13.11.** Пар массой 0,2 кг и давлением 0,8 МПа, занимая объем 0,015 м<sup>3</sup>, изотермически расширяется до объема 0,035 м<sup>3</sup>. Найти совершенную работу, количество подведенной теплоты и паросодержания в начале и конце процесса.

Ответ: L = 15,7 кДж; Q = 168,4 кДж;  $x_1 = 0,306$ ;  $x_2 = 0,714$ .

**13.12.** Пар, имея в начальном состоянии давление 0,24 МПа и температуру 150 <sup>0</sup>C, сжимается изотермически так, что его объем уменьшается в два раза. Найти давление и удельный объем в конце сжатия.

Ответ:  $v_2 = 0,407 \text{ м}^3/\text{кг}$ ;  $p_2 = 0,47 \text{ МПа}$ .

**13.13.** К пару давлением 1 МПа при температуре 300 <sup>о</sup>С подводится удельное количество теплоты 340 кДж/кг при постоянной температуре. Найти конечное давление и совершаемую при этом удельную работу изменения объема.

Ответ: *p*<sub>2</sub> = 279 кПа; *l* = 322 кДж/кг.

**13.14.** Пар давлением 1 МПа с паросодержанием 0,505 расширяется изотермически так, что в конце расширения превращается в сухой насыщенный пар. Найти удельное количество теплоты, сообщенное пару, работу изменения объема и изменение внутренней энергии.

Ответ: q = 6,01 МДж/кг; l = 577 кДж/кг;  $u_2 - u_1 = 5,43$  МДж/кг.

**13.15.** В котле вместимостью 28 м<sup>3</sup> находится пар давлением 0,12 МПа при паросодержании 0,78. Какое количество теплоты нужно

подвести к нему, чтобы превратить пар в сухой? Каким при этом станет его давление?

Ответ: Q = 11,5 МДж;  $p_2 = 0,16$  МПа.

**13.16.** Сухой насыщенный пар давлением 1 МПа нагревается в пароперегревателе при закрытых клапанах на входе и на выходе до температуры 500 <sup>0</sup>C. Каково давление пара в конце нагревания?

Ответ:  $p_2 = 1,7$  МПа.

**13.17.** В паровом котле находится пар давлением 1,2 МПа при температуре 300 <sup>0</sup>C. Вместимость котла 8 м<sup>3</sup>. Найти массу пара и конечное влагосодержание после охлаждения его в котле до температуры 150 <sup>0</sup>C.

Ответ: *m* = 36,7 кг; ω = 44,5 %.

# 13.8. Контрольные вопросы

1) Чем объясняется широкое применение графического и графоаналитического методов при решении задач на термодинамические процессы паров?

2) Какие из величин, встречающихся при решении задач на процессы паров, можно найти непосредственно на is-диаграмме и какие следует вычислять по формулам?

3) Как определить состояние пара по таблицам, если известны его давление и удельный объём?

4) Как определить состояние пара по таблицам, если известны его температура и давление?

5) Как определить состояние пара по таблицам, если известны его температура и удельный объём?

6) Как изменится степень перегрева при понижении давления пара, заключённого в закрытом сосуде?

7) Как показать, что при изотермическом сжатии влажного пара его внутренняя энергия уменьшается?

8) Как доказать, что на is-диаграмме адиабата перегретого пара располагается круче, чем влажного?

9) Чем принципиально отличается показатель адиабаты газов от показателя адиабаты паров?

# 14. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

# 14.1. Общие понятия. Истечение через суживающееся сопло

Рабочие процессы в паровых и газовых турбинах, турбокомпрессорах, реактивных двигателях и многих других современных машинах основаны на использовании кинетической энергии потока или струи рабочего тела – газа или пара.

Кинетическая энергия потока газа пропорциональна квадрату скорости его течения, и, соответственно, работоспособность потока будет тем больше, чем выше скорость его течения. Высокие скорости потока получают, реализуя его способность расширяться при течении по каналу переменного сечения.

Насадки, в которых внутренняя энергия газа преобразуется в кинетическую энергию движения, называют *соплами*. При движении газа по соплу его давление падает, а скорость увеличивается. Некоторые процессы истечения протекают с повышением давления за счёт снижения скорости.

Для таких случаев используют насадки, называемые диффузорами.

Процесс истечения газов и паров протекает настолько быстро, что за время прохождения их в насадке теплообмен между ними и внешней средой оказывается ничтожным и в расчётах может не учитываться. Таким образом, поток газов и паров рассматривается как процесс адиабатный, т.е. протекающий без подвода и отвода теплоты.

Рассмотрим сначала процесс истечения газа или пара через суживающееся сопло. Пусть адиабата процесса истечения изображается на *pv*-диаграмме линией 1-2 (рис. 14.1). На этом рисунке удельная работа изменения давления *w* может быть определена по уравнению (7.8):

$$w = k \cdot l$$
,

где *l* – удельная работа изменения объема в адиабатном процессе.

В адиабатном процессе идеального газа удельную работу изменения объема можно определить по формуле



Рис. 14.1. Процесс истечения газа или пара на *ру*-диаграмме

$$l = p_1 v_1 [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}]/(k-1)$$

Подставляя это значение *l* в уравнение (7.8), получим

$$w = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ 1 - (p_2 / p_1)^{(k-1)/k} \right].$$
(14.1)

Здесь k – показатель адиабаты;  $p_1$  и  $p_2$  – давление во входном и выходном сечениях сопла;  $v_1$  – удельный объём газа (или пара) при входе в сопло.

Уравнение (14.1) написано для удельной работы истечения. Полагают, что при движении потока по соплу работа изменения давления *w* превращается только в кинетическую энергию потока, благодаря чему она увеличивается (при этом изменением потенциальной энергии потока пренебрегают, так оно обычно мало):

$$w = c_2^2 - c_1^2, \tag{14.2}$$

где *c*<sub>1</sub> и *c*<sub>2</sub> – скорости движения потока соответственно во входном и выходном сечениях сопла.

Решая уравнение (14.2) относительно с<sub>2</sub>, получим

$$c_2 = \sqrt{c_1^2 + 2w} \,.$$

В большинстве случаев скорость движения потока  $c_1$  настолько незначительна по сравнению со скоростью  $c_2$ , что ею можно пренебречь, т.е. принимать  $c_1 = 0$ . В этом случае

$$c_2 = \sqrt{2w} \,. \tag{14.3}$$

Заменяя w его значением из уравнения (14.1), получаем

$$c_{2} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_{1} v_{1}} \left[ 1 - (p_{2} / p_{1})^{\frac{k-1}{k}} \right].$$
(14.4)

Определим массовый расход – отношение массы потока, протекающего через выходное сечение сопла, ко времени. Для этого воспользуемся уравнением:  $\rho = m/V$ . Для определения массового расхода это уравнение можно представить в виде:

$$\dot{m}=\rho_2 \dot{V},$$

где  $\dot{m}$  – массовый расход;  $\rho_2$  – плотность в выходном сечении;  $\dot{V}$  – объемный расход газа (или пара).

Объёмный расход определяется как произведение площади выходного сечения на скорость потока в выходном сечении:  $\dot{V} = S_2 \cdot c_2$ . Следовательно,

$$\dot{m} = \rho_2 S_2 c_2 = \rho_2 S_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}.$$
(14.5)

Преобразуем это уравнение. Так как  $\rho_2 = 1/v_2$ , а для адиабатного процесса  $v_2 = v_1(p_1/p_2)^{1/k}$ , то  $\rho_2 = 1/v_2 = (1/v_1) \cdot (p_2/p_1)^{1/k}$ .

Подставляя это значение  $\rho_2$  в формулу (14.5) и внося его под знак радикала, получим:

$$\dot{m} = S_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k}} \left[ 1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$
(14.6)

и окончательно, перемножив под корнем  $(p_2/p_1)^{2/k}$  и  $(p_2/p_1)^{(k-1)/k}$ ,

$$\dot{m} = S_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1}} \left[ \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right].$$
(14.7)

# 14.2. Критическая скорость потока и максимальный массовый расход рабочего тела

Из формулы (14.4) видно, что с уменьшением отношения  $p_2/p_1$  (например, с уменьшением  $p_2$  при постоянном  $p_1$ ) скорость потока увеличивается. Опытом было установлено, что если рабочее тело движется в сопле постоянного или суживающегося сечения, то давление  $p_2$  в выходном сечении *ab* (рис. 14.2) может уменьшаться только до определённого предела; такое давление называется *критическим* и обозначается  $p_{\kappa}$ . Отношение  $p_{\kappa}/p_1$  называется *критическим отношением давлений* и обозначается через  $\beta$ . При дальнейшем уменьшении  $p_{\kappa}/p_1$  скорость рабочего тела остаётся неизменной. Критическое отношение давлений  $\beta$  определяется по формуле

$$\beta = p_{\kappa}/p_1 = \left[2/(k+1)\right]^{k/(k-1)}.$$
(14.8)

Из этой формулы видно, что критическое отношение давлений зависит от показателя адиабаты k. Например, для двухатомных газов k = 1,41 и поэтому:

 $\beta = [2/(k+1)]^{k/(k-1)} = [2/2,41]^{1,41/(1,41-1)} = 0,528.$ 

Из уравнения (14.8) получим формулу для определения критического давления:

$$p_{\kappa} = \beta \cdot p_1.$$

Следовательно, для двухатомных газов  $p_{\kappa} = 0.528 \cdot p_1$ .

Итак, если при постоянном давлении на входе в сопло  $p_1$  уменьшать давление окружающей среды  $p_0$ , то в выходном сечении сужающегося сопла будет соблюдаться равенство между давлением рабочего тела на выходе  $p_2$  и давлением окружающей среды



Рис. 14.2. Характер истечения газа или пара через сужающееся сопло при  $p_0/p_1 > \beta$ 

 $p_0$  до тех пор, пока  $p_0 \ge p_{\kappa}$ . При дальнейшем же уменьшении  $p_0$  ниже  $p_{\kappa}$  давление на выходе из сопла будет оставаться постоянным и равным  $p_{\kappa}$ .

При понижении давления  $p_0$  до  $p_{\kappa}$  скорость истечения и массовый расход вытекающего газа будут увеличиваться до тех пор, пока отношение давлений  $p_0/p_1$  не станет равным критическому  $\beta$ . При дальнейшем уменьшении  $p_0$  скорость истечения и массовый расход увеличиваться не будут.

Характер изменения массового расхода  $\dot{m}$  и скорости истечения  $c_2$  в зависимости от отношения давлений  $p_0/p_1$  наглядно показан на рис. 14.3, на котором по оси ординат отложены значения массового расхода  $\dot{m}$  и скорости истечения  $c_2$ , а по оси абсцисс – значения  $p_0/p_1$  от 0 до 1.



Рис. 14.3. Линии массового расхода газа *m* и выходной скорости *c*<sub>2</sub> при истечении через суживающееся сопло при различных соотношениях *p*<sub>0</sub>/*p*<sub>1</sub>

Вертикаль аb, проведённая от точки на оси абсцисс, соответствующей отношению  $p_0/p_1 = \beta$ , делит площадь диаграммы на две части. В правой части (где  $p_0/p_1 \ge \beta$ ) линии скорости истечения с2 (кривая AD) и массового расхода *m* (кривая АВ), построенные по формулам (14.4) и (14.7), совпадают с опытными данными. В левой части диаграммы (где  $p_0/p_1 < \beta$ ) эти формулы недействительны. Так, из формулы (14.5) следует, что в этой части диаграммы по мере уменьшения отношения  $p_0/p_1$  массовый расход *m* тоже уменьшается и при  $p_0/p_1 = 0$  становится равным нулю (пунктирная кривая ОВ). В действительности же массовый расход в точке В при отношении  $p_0/p_1 = \beta$  достигает макси-

мального значения и при дальнейшем уменьшении отношения  $p_0/p_1$  до нуля остаётся постоянным (линия BC).

Скорость истечения  $c_2$  в соответствии с формулой (14.4) от точки В продолжает увеличиваться (пунктирная линия DN), а в действительности в точке D её значение тоже достигает наибольшего значения и при дальнейшем уменьшении отношения  $p_0 / p_1$  остаётся постоянной. Эта скорость называется *критической* и обозначается  $c_{\kappa}$ . Для вывода уравнения критической скорости воспользуемся формулой (14.4). Заменяя отношение  $p_2/p_1$  критическим отношением давлений  $\beta = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}$ , получим

$$c_{k} = \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_{1}v_{1}} \left[1 - \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}\cdot\frac{k-1}{k}}\right] = \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_{1}v_{1}\frac{k-1}{k+1}} = \sqrt{2\frac{k}{k+1}p_{1}v_{1}}.$$

Пусть  $\sqrt{2k/(k+1)} = a$ , тогда в окончательном виде

$$c_k = a_{\sqrt{p_1 v_1}} , \qquad (14.9)$$

где *а* – коэффициент, зависящий только от показателя адиабаты.

Максимальный массовый расход определим по уравнению (14.6). Так как максимума расход достигает при критическом отношении давлений  $p_2/p_1 = \beta$ , то, заменяя в этом уравнении отношение  $p_2/p_1$  выражением  $[2/(k+1)]^{k/(k-1)}$ , равным критическому отношению давлений  $\beta$ , имеем

$$\dot{m}_{\max} = S_2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^2 \frac{2}{k-1} \frac{k-1}{k+1}}$$

Сокращая подкоренное выражение на (*k*-1) и перегруппировывая его члены, получим

$$\dot{m}_{\max} = S_2 \sqrt{k \frac{2}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}} = S_2 \sqrt{k \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$$

Обозначим

$$\sqrt{k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}} = \psi,$$

где  $\psi$  – коэффициент, зависящий только от показателя адиабаты *k*. Тогда  $\dot{m}_{\max} = \psi S_2 \sqrt{p_1/v_1}$ . (14.10) Значения коэффициентов *a* и  $\psi$  приведены в табл. 14.1. В этой таб-

значения коэффициентов *а* и  $\psi$  приведены в таол. 14.1. В этои таолице приведены характеристики критического режима истечения в зависимости от значения *k* - показателя адиабаты (как уже отмечалось выше, *k* = 1,4 для двухатомных газов, *k* = 1,3 для перегретого водяного пара, *k* = 1,135 для сухого насыщенного пара и *k* = 1,035 + 0,1*x* для влажного насыщенного водяного пара).

Таблица 14.1

Значения расчетных величин  $\beta$ , *а* и  $\psi$  критического режима истечения газов и паров в зависимости от показателя адиабаты

Показатель	ß	а	Ψ
адиабаты			
1,0	0,6065	1,000	0,6064
1,1	0,5847	1,024	0,6283
1,2	0,5645	1,044	0,6484
1,3	0,5457	1,063	0,6672
1,4	0,5283	1,080	0,6846
1,5	0,5120	1,095	0,7010
1,667	0,4871	1,118	0,7261

Для идеального газа скорость истечения  $c_{\kappa}$  может быть вычислена по уравнениям (14.4) и (14.9) с заменой в них  $\sqrt{p_1 v_1}$  на  $\sqrt{RT_1}$ , а массовый  $\dot{m}$  и максимальный массовый  $\dot{m}_{\max}$  расходы по уравнениям (14.7) и (14.10) с заменой в них  $\sqrt{p_1/v_1}$  на  $p_1/\sqrt{RT_1}$ .

Критическая скорость потока  $c_{\kappa}$  равна скорости распространения звуковой волны в этом потоке при его параметрах  $p_k$  и  $v_k$ , т.е. равна местной скорости звука в выходном сечении насадки.

В итоге рассмотрения процесса истечения через суживающееся сопло приходим к выводу, что для нахождения скорости истечения и массового расхода рабочего тела через такое сопло необходимо различать два режима истечения:

1) докритический режим, когда  $p_0/p_1 \ge \beta$ , при этом происходит полное расширение. Поэтому давление рабочего тела при выходе из суживающегося сопла равно давлению наружной среды  $p_0$ . В данном случае для определения значения скорости истечения и массового расхода нужно пользоваться уравнениями (14.4) и (14.7);

2) критический режим, когда  $p_0/p_1 < \beta$ , вследствие чего происходит неполное расширение потока и давление его при выходе из сопла не равно давлению наружной среды  $p_0$ , а остается равным  $p_k$ . В этом случае для определения критической скорости потока и максимального массового расхода следует пользоваться уравнениями (14.9) и (14.10).

При критическом истечении критическая скорость и давление устанавливаются в выходном сечении сопла. По выходе из сопла поток продолжает расширяться до давления наружной среды, причем расширение сопровождается образованием вихрей, на которые затрачивается почти вся работа дополнительного расширения.

# 14.3. Истечение газа через сопло Лаваля

Закритический режим истечения можно получить, если при  $p_0/p_1 \le \beta$ к суживающемуся соплу добавить расширяющуюся часть (рис. 14.4). В этом случае давление потока в минимальном сечении  $S_{\min}$  равно  $p_k$ , а давлении в сечении  $S_{\text{вых}}$  при соответствующем подборе площади этого сечения можно довести до давления наружной среды  $p_0$ . Такая насадка была предложена шведским инженером Лавалем и называется соплом Лаваля.

Правильно рассчитанное сопло Лаваля при любом заданном отношении давлений  $0 < p_0/p_1 < \beta$  дает возможность осуществить полное расширение рабочего тела до давления наружной среды и получить сверхзвуковую скорость. Массовый расход в этом случае равен  $\dot{m}_{\rm max}$  – максимальному расходу, определяемому площадью сечения  $S_{\rm min}$ . При заданных массовом расходе  $\dot{m}_{\rm max}$  и перепаде давлений  $p_0/p_1 \leq \beta$  определяют диаметр минимального сечения сопла  $d_{\rm min}$ , диаметр выходного сечения  $d_{\rm Bbix}$  и длину расширяющейся части сопла l (рис. 14.5).



Рис. 14.4. Характер режима истечения газа или пара через сопло Лаваля при  $p_0/p_1 < \beta$ 

Рис. 14.5. Профилирование сопла Лаваля

В минимальном сечении должна установиться критическая скорость истечения и максимальный массовый расход, поэтому, пользуясь формулой (14.10), можно определить площадь минимального сечения сопла:

$$S_{\min} = \dot{m}_{\max} / (\psi \sqrt{p_1 / v_1}).$$

Площадь выходного сечения  $S_{\rm вых}$  можно вычислить по формуле (14.7), имея в виду, что при установившемся, постоянном процессе истечения массовый расход через минимальное сечение должен равняться массовому расходу через выходное сечение. Поэтому

$$S = \dot{m}_{\max} \left( 2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right] \right)^{-1/2}$$

где  $p_1$  – давление потока при входе в сопло;  $p_2$  – давление при выходе из сопла в сечении  $S_{\text{вых}}$ , равное давлению наружной среды  $p_0$ .

Длину расширяющейся части сопла можно найти, пользуясь рис. 14.5. Если из точки а провести прямую ас, параллельную оси сопла, то получим прямоугольный треугольник аст. Угол при вершине а этого треугольника равен  $\alpha/2$ . Из соотношений в прямоугольном треугольнике имеем tg $(\alpha/2) = mc/ac$ . В данном случае катет  $mc = (d_{\text{вых}} - d_{\min})/2$ ; катет *ac* равен искомой длине расширяющейся части сопла *l*. Таким образом,

$$tg(\alpha/2) = (d_{Bbix} - d_{min})/(2l),$$

откуда

 $l = (d_{\text{Bbix}} - d_{\min})/[2\text{tg}(\alpha/2)].$ 

Угол  $\alpha$  выбирается в пределах 10...12<sup>0</sup>. При больших значениях угла  $\alpha$  происходит отрыв струек потока от стенки сопла и образование вихрей. При меньших значениях  $\alpha$  длина расширяющейся части сопла *l* получается излишне большой, что увеличивает потери на трение между потоком и стенками сопла и поэтому уменьшается скорость истечения рабочего тела.

# 14.4. Расчет истечения газов и паров по із-диаграмме

Использование *is*-диаграммы для расчета процесса истечения газов и паров значительно облегчает и ускоряет вычисления.

При истечении через суживающееся сопло метод расчета следующий.



Рис. 14.6. Процессы истечения газа и пара на *is*-диаграмме

В случае докритического режима истечения газов и паров  $(p_2/p_1 \ge \beta)$  по заданным начальным параметрам пара  $p_1$  и  $t_1$  или  $p_1$  и  $x_1$  находят на *is*- диаграмме точку 1 (рис. 14.6). Из этой точки проводят вниз прямую, параллельную оси ординат (процесс истечения адиабатный), до соответствующей наизобары, ружному давлению ро. Таким образом, получают точку 2.

Отрезок 1 – 2 графически определяет значение адиабатного

перепада удельной энтальпии  $i_t$ , выражаемой формулой  $i_t = (i_1 - i_2)_{ad}$ . Зная значение  $i_t$ , можно определить удельную работу истечения w, скорости истечения  $c_2$  или  $c_{\kappa}$  и массовый расход  $\dot{m}$  или  $\dot{m}_{max}$ .

Воспользуемся для этого уравнением первого начала термодинамики.

 $q = i_2 - i_1 + w.$ 

В адиабатном процессе 
$$q = 0$$
, поэтому

$$w = (i_1 - i_2)_{a\partial}. \tag{14.11}$$

Согласно уравнению (14.3), имеем

$$c_2 = \sqrt{2i_t} \tag{14.12}$$

Если полного расширения пара в процессе нет, то и адиабатный перепад удельной энтальпии  $i_t$  используется не полностью. Используемая его часть обозначается символом  $\Delta i_t$ .

Уравнение (14.5) дает возможность определить массовый расход газа или пара

$$\dot{m} = \rho_2 S_2 c_2 = \rho_2 S_2 \sqrt{2i_t} \ . \tag{14.13}$$

Если отношение давления  $p_0/p_1 < \beta$ , то режим истечения через суживающееся сопло – критический. В этом случае можно также воспользоваться формулами (14.11), (14.12) и (14.13) при условии подстановки  $i_{2,k}$  вместо  $i_2$ . Критическое значение удельной энтальпии  $i_k$  находится по іздиаграмме для точки пересечения адиабаты, проведенной из начальной точки 1 (при  $p_1$  и  $t_1$  или  $p_1$  и  $x_1$ ), с изобарой  $p_2 = p_k = \beta \cdot p_1$  (точка 2' на рис. 14.6).

При истечении газов и паров через сопло Лаваля значение  $i_1$  и  $i_2$  находят по *is*-диаграмме, как это показано на рис. 14.6 для точек 1 и 2. Массовый расход определяют по площади минимального сечения. В этом сечении установится критическая скорость, равная местной скорости звука. Максимальный расход пара или газа подсчитывается по формуле

$$\dot{m}_{\max} = S_{\min} c_k / v_k.$$

Удельный объем пара при критическом давлении  $p_k$  находят по *is*-диаграмме для точки, соответствующей критическому давлению  $p_k = \beta \cdot p_1$ .

Выходное сечение S<sub>вых</sub> вычисляют по формуле

$$S_{Bbix} = \dot{m}_{\max} v_2 / c_2,$$

где  $c_2$  – сверхзвуковая скорость пара в выходном сечении сопла, определяемая по уравнению (14.12).

Все приведённые уравнения для скорости истечения относятся к теоретическому случаю, когда процесс истечения принимается обратимым. Действительные процессы истечения сопровождаются трением и другими явлениями, делающими такой процесс необратимым. Поэтому действительная скорость истечения всегда меньше теоретической. Она может быть вычислена по уравнению  $c'_2 = \varphi c_2$ , где  $\varphi$  – скоростной коэф-фициент сопла, равный в среднем 0,90...0,95.

# 14.5. Истечение газа через диффузоры

При истечении из сопла происходит понижение давления газа и повышение его скорости истечения. Такой процесс может протекать и в обратном направлении. В этом случае скорость газа уменьшается, а давление его повышается, т.е. сопло превращается в диффузор.

Допустим, что происходит процесс истечения газа через сопло Лаваля (рис. 14.7, *a*). При давлении  $p'_1$  газ поступает в сечение 1-1 сопла со скоростью  $c_1$ . В минимальном сечении сопла 2-2 устанавливаются критическое давление  $p_k$  и критическая скорость  $c_k$ , равная местной скорости звука. В выходном сечении 3-3 устанавливаются давление  $p_3$ , равное давлению наружной среды  $p_0$ , и сверхзвуковая скорость  $c_3$ .

При протекании газа или пара в обратном направлении (рис.14.7,  $\delta$ ) во входном сечении 1-1 диффузора давление  $p_1 = p_0$ , а скорость  $c_1 > c_k$ . В



Рис. 14.7. К расчету процессов истечения через диффузоры

минимальном сечении 2-2 диффузора давление повысится до  $p_2$ , а скорость понизится до звуковой  $c_2 = c_k$ . В выходном сечении 3-3 давление газа повысится до  $p_3 = p'_1$ , а скорость понизится до  $c_3 = c'_1$ . Таким образом, от сечения 1-1 до сечения 2-2 диффузора скорость будет больше звуковой, а на участке 2-3 меньше её. Поэтому, если для рассчитываемого диффузора входная и выходная скорости больше звуковой, то диффузор должен быть суживающимся, если a И

входная, и выходная скорости меньше звуковой, то – расширяющимся, и, наконец, если входная скорость больше звуковой, а выходная меньше её, то диффузор должен быть сначала суживающимся, а потом расширяющимся.

Если процесс в диффузоре рассматривать как обратимый, то для определения скоростей и расхода газа применимы те же формулы, что и для процесса истечения из сопла (при условии, что скорость газа, выходящего из диффузора, мала и близка к нулю).

Однако если скорость на выходе из диффузора большая и пренебрегать ею нельзя, то в этом случае удельная работа изменения давления при адиабатном истечении

$$w = \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_3^2}{2} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right].$$

Пользуясь этой формулой, можно по одной из скоростей  $c_1$  или  $c_3$  найти другую. Например,

$$c_{3} = \sqrt{c_{1}^{2} - \frac{2k}{k-1}p_{1}v_{1}\left[\left(\frac{p_{3}}{p_{1}}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right]}.$$

В соответствии с этим площади входного и выходного сечений диффузора определяют по формулам

$$S_1 = \dot{m} v_1/c_1; \quad S_3 = \dot{m} v_3/c_3.$$

Все величины с индексом «1» относятся к входному сечению, а с индексом «3» к выходному сечению диффузора.

#### 14.6. Дросселирование

Если в трубопроводе имеется резкое сужение (кран, задвижка и т.п.), то при проходе через сужение давление понижается, а удельный объём увеличивается. Такой необратимый процесс расширения потока называется *дросселированием*.

На рис.14.8 показан случай, когда поток проходит через узкое отверстие в диафрагме F, установленной в трубопроводе. При этом, если до диафрагмы давление потока было  $p_1$ , то после диафрагмы оно стало равным  $p_2$  ( $p_1 > p_2$ ). Оба эти давления должны измеряться на некотором расстоянии *a* и *b* от диафрагмы, где давления имеют одинаковые значения по всему поперечному сечению трубопровода.



Рис. 14.8. Схема процесса дросселирования газа или пара

Можно отметить две характерные особенности, свойственные процессу дросселирования:

1) Дросселирование – процесс, протекающий настолько быстро, что теплообмен между рабочим телом и внешней средой незначителен, и его можно в расчётах не учитывать.

2) Процесс дросселирования протекает без совершения внешней работы.

Напишем уравнение первого начала термодинамики

$$q = i_2 - i_1 + w.$$

В соответствии с указанными характерными особенностями процесса дросселирования в этом уравнении q = 0 и w = 0.

Следовательно,  $i_2 - i_1 = 0$  или

$$i_2 = i_1,$$

т.е. удельная энтальпия потока при дросселировании не изменяется. Поэтому этот процесс называется изоэнтальпийным и изображается на *is*диаграмме прямой, параллельной оси абсцисс.

Разберём некоторые частные случаи дросселирования пара.

Допустим, что влажный пар давлением  $p_1 = 1$  МПа и паросодержани-



Рис. 14.9. Процесс дросселирования газа или пара на *is*-диаграмме

ем x = 0,98 дросселируется до  $p_2 = 0,2$  МПа. Выясним, какое будет при этом конечное состояние пара. Найдём на *is*-диаграмме точку, определяющую начальное состояние пара (точка 1 на рис. 14.9), и, проведя через неё прямую, параллельную оси абсцисс, до пересечения с изобарой  $p_2 = 0,2$  МПа, получаем конечную точку 2 процесса. Как видно на диаграмме, паросодержание стало 0,985, т.е. возросло. Таким образом, при дросселировании влажный пар подсушивается.

Путём большого понижения

давления при дросселировании, например до 0,1 МПа, можно влажный пар превратить в сухой (точка 3 на рис. 14.9) или даже в перегретый (точка 4). На *is*-диаграмме видно также, что температура пара при дросселировании понижается. Нетрудно убедиться в том, что если дросселируется перегретый пар, то, несмотря на некоторое снижение температуры пара при этом, степень перегрева увеличивается.

Для пара высокого давления могут быть и такие случаи при дросселировании, когда паросодержание влажного пара и степень перегрева перегретого пара уменьшаются. В этом нетрудно убедиться, если обратиться к *is*-диаграмме. Действительно, если дросселируется водяной пар давлением 10 МПа, паросодержание 0,95 до давления 5 МПа, то после дросселирования его паросодержание уменьшится до 0,925.

Если пар давлением 10 МПа и температурой 320 <sup>о</sup>С дросселировать, допустим до 3 МПа, то он превратится во влажный пар.

Удельная энтальпия идеального газа зависит только от температуры, а так как в процессе дросселирования удельная энтальпия не изменится, то остаётся постоянной и его температура. Поэтому изоэнтальпийный процесс идеального газа является одновременно и изотермическим.

### 14.7. Примеры решения задач

#### Пример 14.1

В баллоне при постоянном давлении  $p_1 = 5$  МПа находится кислород, поступающий из баллона через суживающееся сопло в среду давлением  $p_0 = 4$  МПа. Найти скорости истечения и массовый расход кислорода, если площадь истечения выходного сопла  $S_2 = 20$  мм<sup>2</sup>. Начальная температура кислорода  $t_1 = 100$  °C. Начальная скорость истечения  $c_1 = 0$ .

## Решение.

Отношение  $p_0/p_1 = 4/5 = 0,8 \ge \beta$ , поэтому режим истечения докритический, значит для нахождения скорости истечения  $c_2$  и массового расхода газа  $\dot{m}$  нужно воспользоваться формулами (14.4) и (14.7).

Предварительно определим начальный удельный объем кислорода из уравнения состояния:

 $v_1 = RT_1/p_1 = 259,8 (100 + 273) / (5 \cdot 10^6) \approx 0,02 \text{ m}^3/\text{kg}.$ 

Скорость истечения:

$$c_{2} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_{1} v_{1} \left[1 - \left(\frac{p_{2}}{p_{1}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} = \sqrt{2 \frac{1.4}{1.4-1} 5 \cdot 10^{6} \cdot 0.02 \left(1 - 0.8^{\frac{1.4-1}{1.4}}\right)} = 212 \text{ m/c}.$$

Массовый расход:

$$\begin{split} \dot{m} &= S_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1}} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right] = \\ &= 20 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{2 \cdot 1.4}{1.4 - 1} \cdot \frac{5 \cdot 10^6}{0.02}} \left( 0.8^{\frac{2}{1.4}} - 0.8^{\frac{1.4 + 1}{1.4}} \right) = 0.18 \text{ kg/c}. \end{split}$$

#### Пример 14.2

Для условий предыдущего примера найти скорость истечения, массовый расход и давление кислорода при истечении его через суживающееся сопло в атмосферу ( $p_0 = 0,1$  МПа).

### Решение.

В данном случае  $p_0/p_1 = 0, 2 < \beta$ , поэтому режим истечения критический и скорость истечения критическая, а расход газа максимальный. Для нахождения  $c_{\kappa}$  и  $\dot{m}_{\text{max}}$  воспользуемся формулами (14.9) и (14.10):

$$c_k = a_{\sqrt{p_1 v_1}} = a_{\sqrt{RT_1}} = 1,08_{\sqrt{259,8} \cdot 373} = 336$$
 m/c.

$$\dot{m}_{\max} = \psi S_2 \sqrt{p_1 / v_1} = \psi S_2 \frac{p_0}{\sqrt{RT_1}} = 0,685 \cdot 20 \cdot 10^{-6} \cdot 5 \cdot 10^6 / \sqrt{259,8 \cdot 373} = 0,22 \text{ kr/c}.$$

Конечное давление истечения

 $p_2 = p_k = \beta p_1 = 0,528 \cdot 5 = 2,64$  MIIa.

### Пример 14.3

Водяной пар с начальным давлением  $p_1 = 2$  МПа и температурой  $t_1 = 350$  <sup>0</sup>С вытекает через суживающееся сопло в среду, имеющую давление  $p_0 = 0,2$  МПа. Найти скорость истечения.

Решение.

В данном случае отношение  $p_0/p_1 = 0,2/2,0 = 0,1 < \beta$ , а поэтому полного расширения пара при истечении не будет. Режим истечения – критический, и в горле сопла устанавливается критическое давление  $p_k = 0,546 \cdot p_1 = 0,546 \cdot 2 \approx 1,09$  МПа;  $\Delta i_t = (i_1 - i_{2k})_{ad} = 160$  кДж/кг (по *is*-диаграмме для водяного пара).

Скорость истечения равна критической скорости. Эту скорость найдём по уравнению (14.12):

$$c_2 = c_k = \sqrt{2\Delta i_t} = \sqrt{2 \cdot 160 \cdot 10^3} \approx 507 \text{ m/c}.$$

#### Пример 14.4

Влажный водяной пар при начальном давлении  $p_1 = 2$  МПа и начальном паросодержании  $x_1 = 0,9$  вытекает через сужающееся сопло с выходным сечением S<sub>min</sub> = 20 мм<sup>2</sup> в среду, имеющую давление 1,5 МПа. Найти скорость истечения и массовый расход пара.

Решение.

Предварительно находим значение *k* по уравнению

 $k = 1,035 + 0,1x_1 = 1,035 + 0,1 \cdot 0,9 = 1,125.$ 

Значение  $\beta$  для данного *k* находим по табл. 14.1 интерполяцией между значениями *k* = 1,1 и 1,2. Получаем  $\beta$  = 0,580.

Истечение происходит при отношении давлений  $p_0/p_1 = 1,5/2 = 0,75 > 0,580$ , следовательно, происходит полное расширение пара до давления  $p_2 = 1,5$  МПа.

По *is*-диаграмме для водяного пара находим адиабатный перепад удельной энтальпии  $i_t$  ( $p_1 = 2$  МПа;  $x_1 = 0,9$  и  $p_2 = 1,5$  МПа), а затем определяем скорость  $c_2$ :

$$c_2 = \sqrt{2i_t} = \sqrt{2 \cdot 44 \cdot 10^3} = 297 \text{ m/c}.$$

Массовый расход  $\dot{m}$  находим по уравнению (14.13), подставляя в него вместо плотности  $\rho_2$  удельный объём  $v_2$  ( $\rho_2 = 1/v_2$ ):

$$\dot{m} = S_2 c_2 / v_2 = 20 \cdot 10^{-6} \cdot 297 / 0.1165 = 0.051$$
 KG/c.

# Пример 14.5

Определить изменение состояния перегретого пара, давление которого дросселированием понижается до 0,3 МПа, если начальные параметры пара:  $p_1 = 2$  МПа и  $t_1 = 250$  °C.

Решение.

Найдя на *is*-диаграмме на пересечении изобары  $p_1 = 2$  МПа и изотермы  $t_1 = 250$  <sup>0</sup>C начальную точку линии процесса 1 и проведя через неё горизонтальную линию вправо, параллельную оси энтальпий, до пересечения с изобарой  $p_2 = 0.3$  МПа, получим конечную точку процесса 2, которая лежит на изотерме 220 <sup>0</sup>C.

Следовательно, температура пара в процессе дросселирования понизилась от 250 до 220  $^{0}\mathrm{C}.$ 

Выясним теперь, как отразилось дросселирование на степени перегрева пара. Температура кипения при давлении  $p_1 = 2$  МПа  $t_{1,s} \approx 212$  <sup>0</sup>C, поэтому в начальном состоянии степень перегрева

 $\Delta t_1 = t_1 - t_{1,s} = 250 - 212 = 38 \ ^{0}\text{C}.$ 

При давлении  $p_2=0,3$  МПа температура кипения  $t_{2,s} \approx 133,5$  <sup>0</sup>C, поэтому в конце дросселирования степень перегрева

 $\Delta t_2 = t_2 - t_{2,s} = 220 - 133,5 = 86,5 \,^{\circ}\text{C},$ 

т.е. степень перегрева пара увеличилась на

 $\Delta t_2 - \Delta t_1 = 86,5 - 38 = 48,5$  °C.

#### Пример 14.6

Из суживающегося сопла вытекает кислород, находящийся в резервуаре, давление и температура в котором постоянны и соответственно равны:  $p_0 = 6$  МПа и  $t_0 = 100$  <sup>0</sup>C. Давление среды, в которую происходит истечение,  $p_2 = 3,6$  МПа.

Определите скорость истечения и расход кислорода, если площадь выходного сечения сопла  $S = 20 \text{ мм}^2$ .

Газ подчиняется уравнению pv = RT, теплоемкость не зависит от температуры. Входная скорость близка к нулю. Процесс изменения состояния текущего газа – изоэнтропийный.

Решение.

Поскольку скорость на входе в сопло близка к нулю, то можно принять  $T_1 = T_0$  и  $p_1 = p_0$ . Определим режим истечения газа, для чего найдем отношение  $p_2/p_0 = 3,6/6 = 0,6$ . Поскольку  $\beta < 0,6$ , то истечение дозвуковое. Следовательно, скорость газа найдем по формуле

$$c_{2} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT_{0} \left(1 - \left(\frac{p_{2}}{p_{0}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right)}.$$

Подставляя исходные данные и учитывая, что удельная газовая постоянная кислорода *R* = 259,8 Дж/(кг·К), получим

$$c_2 = \sqrt{2 \cdot \frac{1,4}{1,4-1} \cdot 259,8 \cdot 373 \cdot \left(1 - \left(\frac{3,6}{6}\right)^{0,286}\right)} = 303 \text{ m/c}$$

Найдем удельный объем кислорода в выходном сечении из соотношения параметров в адиабатном процессе

$$v_2 = v_0 \cdot \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{RT_0}{p_0} \cdot \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{259.8 \cdot 373}{6 \cdot 10^6} \cdot \left(\frac{6}{3.6}\right)^{\frac{1}{1.4}} = 0.0232 \,\mathrm{m}^3/\mathrm{kr}.$$

Определим значение массового расхода кислорода

$$\dot{m} = \frac{S_2 \cdot c_2}{v_2} = \frac{20 \cdot 10^{-6} \cdot 303}{0,0232} = 0,256 \text{ km/c}$$

### Пример 14.7

Двухатомный газ, для которого газовая постоянная R = 296,9 Дж/(кг·К), имея на выходе в сужающее сопло параметры  $p_0 = 6,4$  МПа и  $T_0 = 300$  К, вытекает в среду, где давление  $p_2 = 4,5$  МПа. Определить скорость истечения и секундный расход газа, если диаметр выходного отверстия равен 5 мм. Истечение считать изоэнтропийным.

Как изменится скорость и секундный расход, если газ вытекает в среду с давлением  $p_2 = 0,1$  МПа.

## Решение.

Прежде всего установим режим истечения, для чего находим значение отношения давлений  $p_2/p_0 = 4,5/6,4 = 0,7$ . Так как  $\beta < 0,7$ , то истечение газа дозвуковое. Поэтому скорость газа определим по формуле

$$c_{2} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT_{0} \left[1 - \left(\frac{p_{2}}{p_{0}}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} =$$
$$= \sqrt{2 \cdot \frac{1.4}{1,4-1} \cdot 296,9 \cdot 300 \left[1 - \left(\frac{4,5}{6,4}\right)^{0,286}\right]} = 244,6 \text{ m/c}.$$

Подсчитаем удельный объем газа  $v_2$  на выходе из сопла и площадь выходного сечения сопла  $S_2$ 

$$v_2 = \frac{RT_0}{p_0} \left(\frac{p_0}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{296.8 \cdot 300}{6.4 \cdot 10^6} \cdot \left(\frac{6.4}{4.5}\right)^{\frac{1}{1.4}} = 0.0176 \text{ m}^3/\text{kr};$$

$$S_2 = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{\pi \cdot 0,005^2}{4} = 1,96 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2.$$

Найдем массовый расход газа

$$\dot{m} = \frac{S_2 c_2}{v_2} = \frac{1,96 \cdot 10^{-5} \cdot 244,6}{0,0176} = 0,273 \text{ kg/c}.$$

Теперь подсчитаем изменение скорости и секундного расхода при изменении условий истечения. В этом случае газ вытекает в среду, где давление ниже критического, поскольку  $p_2/p_0 = 0,1/6,4 = 0,0156$ .

Как известно, при таком режиме течения на выходе из сопла устанавливается критическое давление, равное

$$p_{KP} = 0.528 \cdot p_0 = 0.528 \cdot 6.4 = 3.379$$
 MIIa.

При этом скорость истечения оказывается также равной критической, а расход максимальным.

Скорость истечения найдем по формуле

$$c_2 = c_{\kappa p} = a \sqrt{RT_0} \,,$$

а расход – из выражения

$$\dot{m} = \dot{m}_{\max} = S_2 \psi \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}$$

Значения коэффициентов a и  $\psi$  найдем в табл. 14.1. Удельный объем газа  $v_0$  определим с помощью уравнения состояния

$$v_0 = \frac{RT_0}{p_0} = \frac{269.9 \cdot 300}{6.4 \cdot 10^6} = 0.0139 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Тогда

$$c_2 = c_{\kappa p} = 1,08 \cdot \sqrt{296,8 \cdot 300} = 322 \text{ M/c};$$
  
 $\dot{m} = \dot{m}_{\text{max}} = 1,96 \cdot 10^{-5} \cdot 0,6846 \sqrt{\frac{6,4 \cdot 10^6}{0,0139}} = 0,288 \text{ kr/c}.$ 

Проверяем, действительно ли скорость  $c_{\kappa p}$  является звуковой. В выходном сечении сопла скорость звука определяется по формуле

$$a_2 = \sqrt{k \, R \, T_2} \, ,$$

где  $T_2$  – температура газа на выходе из сопла, равная

$$T_2 = T_0 \beta^{\frac{k-1}{k}} = T_0 \frac{2}{k+1} = 300 \frac{2}{1,4+1} = 250 \text{ K.}$$

Следовательно,

$$a_2 = \sqrt{1,4 \cdot 269,6 \cdot 250} = 322$$
 м/с.

Таким образом, убеждаемся, что  $c_{\kappa p} = a_2$ , т.е. на выходе из сопла устанавливается скорость, равная местной скорости звука.

## 14.8. Задачи

**14.1.** В баллоне с воздухом поддерживается постоянное давление 0,5 МПа и температура 17 <sup>о</sup>С. Воздух вытекает через суживающееся сопло в среду с давлением 0,1 МПа. Найти внутренний диаметр выходного сечения сопла, если массовый расход воздуха при истечении 500 кг/ч.

Ответ: 12,3 мм.

**14.2.** Найти скорость истечения воздуха из суживающегося сопла и массовый расход, если  $p_1 = 2,4$  МПа,  $t_1 = 20$  <sup>0</sup>C,  $p_2 = 0,1$  МПа. Площадь выходного сопла 10 см<sup>2</sup>.

Ответ:  $c_2 = 313$  м/с;  $\dot{m} = 5,55$  кг/с.

14.3. Из сопла Лаваля происходит истечение воздуха с давлением 1,5 МПа и температурой – 27  $^{6}$ С в среду с давлением 0,12 МПа. Диаметр узкой части сопла 40 мм. В течение некоторого времени через сопло прошло 400 кг воздуха. Найти его время истечения Z и скорость выхода из сопла  $c_{2}$ .

Ответ: Z = 92,5 с;  $c_2 = 558$  м/с.

14.4. Через сопло Лаваля происходит истечение воздуха в наружную среду с давлением 0,11 МПа. Во входном сечении сопла давление воздуха 0,8 МПа при температуре 20  $^{0}$ С. Найти конечную скорость истечения воздуха, а также давление и скорость его в узком сечении сопла.

Ответ:  $c_2 = 505$  м/с;  $p_{\kappa} = 0.42$  МПа;  $c_{\kappa} = 313$  м/с.

**14.5.** Найти скорость истечения и массовый расход перегретого пара давлением 2 МПа и температурой 350  $^{0}$ С, вытекающего через суживающееся сопло в среду с давлением 1,5 МПа. Выходное сечение сопла 0,001 м<sup>2</sup>.

Ответ:  $c_2 = 388$  м/с;  $\dot{m} = 2,14$  кг/с.

**14.6.** Решить предыдущую задачу при условии, что давление среды, в которую происходит истечение, понизилось до 0,2 МПа.

Ответ:  $c_k = 555$  м/с;  $\dot{m}_{max} = 2,48$  кг/с.

14.7. Найти скорость истечения пара  $c_k$  в наименьшем сечении сопла Лаваля и при выходе из него  $c_2$ , если известно, что в начальном состоянии давление пара 1,6 МПа и температура 200 <sup>0</sup>C, а давление наружной среды 0,1 МПа.

OTBET:  $c_k = 459 \text{ m/c}$ ;  $c_2 = 966 \text{ m/c}$ .

**14.8.** Найти массовый расход пара через сопло Лаваля, если наименьший диаметр сопла 50 мм, давление пара перед соплом 1 МПа, а давление окружающей среды 0,2 МПа. Температура пара перед соплом 220 <sup>0</sup>C.

Ответ: 2,82 кг/с.

**14.9.** До какого давления нужно дросселировать влажный пар, чтобы он стал сухим, если начальное давление пара 2 МПа, а паросодержание 0,95.

Ответ: 0,2 МПа.

**14.10.** Перегретый пар при начальном давлении 7 МПа и температуре 390 <sup>о</sup>С дросселируется до давления 0,5 МПа. Найти температуру пара после дросселирования.

Ответ: 335 <sup>о</sup>С.

**14.11.** В результате дросселирования давление сухого насыщенного пара понижается от 0,8 до 0,55 МПа, а путем дальнейшего адиабатного расширения – до 0,01 МПа. Найти потерю работы изменения давления вследствие дросселирования.

Ответ: потеря работы -54,6 кДж/кг, или 83 %.

# 14.9. Контрольные вопросы

1) Какие насадки называются соплами, а какие диффузорами?

2) Почему процессы, протекающие в соплах и диффузорах, можно приближенно считать адиабатными?

3) Что такое критическое отношение давлений при истечении?

4) От каких факторов зависит это отношение?

5) В каких случаях при истечении через суживающую насадку получается неполное расширение?

6) Как показать, что при истечении через сопло Лаваля скорость истечения превышает звуковую скорость?

7) В каких соплах и при каких условиях скорость на выходе может быть меньше звуковой?

8) Как изображается процесс истечения через диффузор на isдиаграмме?

9) Может ли влажный пар, проходя через диффузор, превратиться в перегретый?

10) Что такое дросселирование потока?

11) Как показать на is-диаграмме, что в некоторых случаях перегретый пар можно путем дросселирования превратить во влажный?

# 15. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

# 15.1. Простейшая схема паросиловой установки

В паросиловых установках в качестве рабочего тела используются пары различных жидкостей, но чаще всего водяной пар.

Цикл паросиловой установки осуществляется в комплексе различных устройств, составляющих паросиловую установку. Простейшая схема этой установки показана на рис. 15.1.



Рис. 15.1. Простейшая схема паросиловой установки

Пар, при постоянном давлении  $p_1$ образуется в теплоотдатчике (котел 1, пароперегреватель 2). Из теплоотдатчика пар поступает в паровой двигатель 3 (паровую машину, паровую турбину), где расширяется с понижением давления от  $p_1$  до  $p_2$ .

Отработавший пар направляется в теплоприемник (конденсатор) 4, где конденсируется при постоянном давлении  $p_2$ . Конденсация пара происходит в результате теплообмена между отработавшим паром и охлаждающей жидко-

стью (обычно холодной водой), протекающей внутри трубок поверхностного конденсатора.

По выходе из конденсатора конденсат нагнетается насосом 5 в паровой котел.

В описанной установке протекают следующие термодинамические процессы:

1) Изобарный подвод теплоты в теплоотдатчике (получение пара в котле) и изобарный отвод теплоты в теплоприемнике (конденсация в конденсаторе отработавшего в турбине пара) при давлении соответственно  $p_1$  и  $p_2$ .

2) Адиабатное расширение пара в паровом двигателе (паровой машине или паровой турбине).

3) Изохорное повышение давления жидкости (конденсата) в питательном насосе или адиабатное сжатие смеси пара и жидкости в компрессоре.

# 15.2. Цикл Карно паросиловой установки

Как известно, цикл Карно состоит из двух изотерм – подвода и отвода теплоты и двух адиабат – расширения и сжатия.

Если рабочим телом является насыщенный пар, то на *pv*-диаграмме цикл Карно имеет вид, показанный на рис. 15.2. Жидкость (например,

вода) при давлении  $p_1$  и температуре кипения  $t_{1,s}$  поступает в паровой котел (точка 0 на рис. 15.2). Здесь к ней подводится удельная теплота  $q_1$  при постоянном давлении  $p_1$  в котле. Этот процесс изображен на рисунке изобарой 0-1. Точка 1 характеризует конец подвода теплоты, когда пар

становится сухим насыщенным. Очевидно, что изобара 0-1 является одновременно и изотермой. Таким образом, соблюдается одно из условий протекания цикла Карно – подвод теплоты по изотерме.

Адиабата 1-2 графически изображает процесс расширения пара в турбине (или в паровой машине), после чего пар поступает в конденсатор. Здесь происходит процесс отнятия теплоты от отработавшего пара  $q_2$  при постоянном давле-



Рис. 15.2. Цикл Карно для насыщенного пара в *pv*-диаграмме

нии  $p_2$ . Изобара 2-3 является одновременно и изотермой при температуре кипения  $t_{2,s}$ , соответствующей давлению  $p_2$ . Точка 3 – окончание процесса отнятия теплоты  $q_2$  Она должна быть расположена на диаграмме так, чтобы проведенная из нее адиабата сжатия оканчивалась в точке 0, которая соответствует начальному состоянию рабочего тела в цикле. В итоге получается цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат, т.е. цикл Карно. На рис. 15.2 видно, что точка 3 расположена в области влажного насыщенного пара. Следовательно, конденсация отработавшего пара в цикле Карно только частичная: в конденсаторе образуется смесь пара и жидкости. По выходе из конденсатора эта смесь направляется в компрессор, где в результате повышения давления она превращается в жидкость при давлении  $p_1$  и температуре  $t_{1,s}$ , и, таким образом рабочее тело возвращается в первоначальное состояние.

*Тs*-диаграмма цикла Карно показана на рис. 15.3. Здесь подвод теплоты  $q_1$  заканчивается в точке 1, лежащей на пограничной кривой пара, т.е. когда пар становится сухим насыщенным. Однако подвод теплоты может заканчиваться и раньше, чем пар станет сухим насыщенным, например, в точке 1', тогда расширение пара изобразится адиабатой 1'-2', а весь цикл линиями 0-1'-2'-3-0 (см. рис. 15.2 и 15.3).

Для осуществления цикла Карно необходимо соблюдение одного условия: весь цикл должен совершаться в области насыщенного пара.







Рис. 15.4. *ру*-диаграмма процессов получения перегретого пара при постоянных давлении и температуре

Если подводить теплоту к рабочему телу в области перегретого пара при постоянном давлении (пунктирная линия 1-2' на рис. 15.4), то температура пара повышается. Такой подвод теплоты будет изобарным, но не изотермическим, т.е. не соответствующим условиям протекания цикла Карно.

Если же подводить теплоту в области перегрева при постоянной температуре (линия 1-2), то для этого нужно понижать давление в пароперегревателе.

Выведем формулу для удельной работы и удельного расхода пара в цикле Карно. Как известно, для этого цикла

$$\eta_t = (q_1 - q_2)/q_1 = (T_1 - T_2)/T_1,$$

откуда

$$q_1 - q_2 = q_1(T_1 - T_2)/T_1.$$
(15.1)

Удельная работа любого цикла может быть определена по формуле

$$l_0 = q_1 - q_2. (15.2)$$

Подставляя в уравнение (15.2) значение  $q_1 - q_2$  из уравнения (15.1), получим, что в цикле Карно удельная работа

$$l_0 = q_1(T_1 - T_2)/T_1. \tag{15.3}$$

Для цикла Карно величина  $q_1$  является удельной теплотой, подводимой в изотермическом процессе 0-1 (см. рис. 15.2 и 15.3), который одновременно является изобарным.

В связи с тем, что в начале процесса подвода теплоты жидкость имела температуру, равную температуре насыщения при давлении  $p_1$ , теплота расходовалась только на увеличение паросодержания от нуля до значения  $x_1$ . Следовательно,

$$q_1 = x_1 r_1$$

Подставляя это значение q<sub>1</sub> в уравнение (15.3), получим расчетную формулу для нахождения удельной работы цикла Карно:

216
$$l_0 = x_1 r_1 (T_1 - T_2) / T_1, \qquad (15.4)$$

где *l*<sub>0</sub> – удельная работа цикла, Дж/кг.

Если удельную работу  $l_0$  выразить в кВт·ч/кг, то, используя соотношение 1кВт·ч = 3,6·10<sup>6</sup> Дж, получим формулу

$$l'_0 = l_0 / 3,6 \cdot 10^6 = x_1 r_1 (T_1 - T_2) / (3,6 \cdot 10^6 \cdot T_1), \qquad (15.5)$$

где  $l'_0$  – абсолютное значение удельной работы цикла, выраженное в кВт·ч/кг.

Удельный расход пара – величина, обратная удельной работе:

$$d_0 = 1/l_0; (15.6)$$

$$d_0' = 1/l_0', \tag{15.7}$$

где  $d_0$  и  $d'_0$  – удельный расход пара, выраженный соответственно в кг/Дж и кг/(кВт·ч).

Из уравнений (15.4) – (15.7) видно, что удельный расход пара в цикле Карно зависит при неизменных  $T_1$ и  $T_2$  от паросодержания  $x_1$ . Чем в этих условиях паросодержание больше, тем больше удельная работа  $l_0$  и меньше удельный расход пара  $d_0$ . Наибольшие значения  $l_0$  и наименьшие значения  $d_0$  будут в том случае, когда x = 1.

В этом случае:

$$l_0 = r(T_1 - T_2)/T_1; (15.8)$$

$$l'_0 = r(T_1 - T_2) / (3.6 \cdot 10^6 \cdot T_1).$$
(15.9)

#### 15.3. Цикл Ренкина

Хотя цикл Карно паросиловой установки и осуществим в практических условиях, однако наличие громоздкого компрессора, необходимого для сжатия влажного пара и требующего для своего привода затрат значительной энергии, представляет большие эксплуатационные неудобства. К ним относится невозможность использования перегретого пара с температурой более высокой, чем температура влажного пара в цикле.

Эти и другие недостатки, о которых говорилось выше, поставили перед учёными и инженерами задачу найти такой цикл паросиловой установки, который был бы свободен от недостатков цикла Карно.

Первым, кто решил эту задачу, был шотландский учёный и инженер У. Ренкин, именем которого и был назван идеальный цикл паросиловой установки. В цикле Ренкина предусматривается полная конденсация пара в конденсаторе.

Изменение состояния рабочего тела на *pv*-диаграмме изображено на рис 15.5. Начальное состояние характеризуется точкой 3. Изохорное сжатие воды в насосе (0-3) практически не изменяет ни температуру, ни энтропию воды. Нагревание воды в котле от температуры  $t_{2,S}$  до температу-



в *ру*-диаграмме

ры насыщения  $t_{1,S}$  при давлении  $p_1$  происходит по изобаре 0-4. Процесс парообразования в котле, т.е. превращения кипящей жидкости в сухой насыщенный пар, происходит по изотерме 4-1, которая является одновременно и изобарой. Перегрев пара до температуры  $t_1$  происходит изобарно (линия 1-1') в пароперегревателе. Адиабатное расширение пара в паровом двигателе до давления  $p_2$  изображается линией 1-2. Из парового двигателя

пар поступает в теплоприёмник-конденсатор (точка 2), где он полностью конденсируется (x = 0). Этот процесс происходит по изобаре 2-3.

Так как удельный объём воды сравнительно мал, то при построении в масштабе *pv*-диаграммы цикла Ренкина изохора 3-0 (рис. 15.5) проходит настолько близко от оси ординат, что практически сливается с ней. Поэтому *pv*-диаграмма цикла Ренкина изображается условно так, как показано на рис. 15.6. *Ts*-диаграмма цикла Ренкина показана на рис. 15.7. Обозначения характерных точек цикла Ренкина на рис. 15.5, 15.6 и 15.7 одинаковы.





Рис. 15.7. *Тs*-диаграмма цикла Ренкина

По своим размерам питательный насос значительно меньше компрессора и применение цикла Ренкина вместо цикла Карно в паросиловой установке делает её значительно компактнее. Кроме того, мощность насоса, повышающего давление жидкости, во много раз меньше мощности компрессора, повышающего давление смеси пара и жидкости, удельный объём которой при конечном давлении  $p_2$  во много раз больше удельного объёма жидкости.

Всё это заставляет принимать в качестве идеального цикла паросиловой установки цикл Ренкина, а не цикл Карно, хотя в цикле Ренкина теплота используется менее экономично, чем в цикле Карно, термический КПД которого является максимально возможным в том же интервале температур.

Определим удельную работу пара в цикле Ренкина. Графически на *рv*-диаграмме, показанной на рис. 15.6, она изображается пл. 0123, которая представляет собой удельную работу изменения давления в цикле по адиабате расширения 1-2:

$$w = (i_1 - i_2)_{aa} = i_t, \tag{15.10}$$

где *i*<sub>1</sub>, *i*<sub>2</sub> – удельная энтальпия пара соответственно при входе в паровой двигатель и при выходе из двигателя (рис. 15.7); *i*<sub>t</sub> – адиабатный перепад удельной энтальпии.

В уравнении (15.10) не учтена удельная работа, затрачиваемая в питательном насосе, что вполне допустимо, поскольку эта работа составляет незначительную часть работы двигателя. Например, если в цикле Ренкина пар при начальных параметрах  $p_1 = 5$  МПа и  $t_1 = 400$  <sup>0</sup>С адиабатно расширяется до давления  $p_2 = 5$  кПа, то работа, затрачиваемая в питательном

насосе**Гаюитавобравотильнае Франки рабрабающики парвении во во рабра во правоти стана** по формуле

$$l_0 = i_{\rm t} = (i_1 - i_2)_{\rm ag.} \tag{15.11}$$

Термический КПД цикла Ренкина определим по общей формуле

$$\eta_{t} = (q_{1} - q_{2})/q_{1} = l_{0}/q_{1}, \qquad (15.12)$$

где  $q_1$  – удельная теплота, подводимая по изобаре в теплоотдатчике (котлоагрегате) и определяемая по формуле  $q_1 = i_1 - i'_2$ . Здесь  $i'_2$  – удельная энтальпия жидкости на входе её в котлоагрегат (рис. 15.7).

Удельные расходы пара в цикле Ренкина  $d_0$  и  $d'_0$  могут быть подсчитаны по формулам (15.6) и (15.7).

### 15.4. Пути повышения экономичности цикла Ренкина

Перегрев пара. Рассмотрим цикл Ренкина для перегретого пара на *Ts*-диаграмме (рис. 15.8). Процессы нагрева воды в котле до температуры кипения от  $t_{2,s}$  до  $t_{1,s}$  (линия 3-0), превращения воды в сухой насыщенный пар (линия 0-1') и процесс перегрева пара (линия 1'-1) протекают по изобаре ( $p_1 = \text{const}$ ).

Вид изобары перегретого пара на Ts-диаграмме указывает на то, что температура в точке 1 должна быть выше, чем в точке 1'. Дальнейшее протекание процесса не отличается от ранее рассмотренного, т.е. пар расширяется в паровом двигателе по адиабате 1-2, причём при большом перегреве пар в конце расширения может быть ещё перегретым. Линия 2-a-3 – процесс отвода теплоты в конденсатор.

Исследуя *Ts*-диаграмму цикла Ренкина, видим, если в области насыщения отдаётся теплота, измеряемая, например, пл. 6789, то в полезную работу превращается теплота, измеряемая пл. 4567. В области же перегретого пара при таком же количестве отведённой теплоты в работу превратится теплота, измеряемая пл. 1'1"6'7'. Так как эта площадь больше пл. 4567, то в области перегрева теплота используется лучше, чем в области насыщения. Следовательно, перегрев пара в цикле Ренкина повышает его термический КПД, т.е. уменьшает удельный расход пара и, следовательно, увеличивает удельную работу цикла. Значения удельных энтальпий  $i_1$ ,  $i_2$  и  $i'_2$ , входящих в уравнения (15.7) – (15.9), относятся соответственно к точкам 3, 1 и 2 на рис. 15.7.



Рис. 15.8. Перегрев пара повышает экономичность цикла Ренкина

Чем выше начальная температура пара, поступающего в паровой двигатель, тем экономичнее становится цикл. Максимальное значение этой температуры в настоящее время достигает 550...600 <sup>0</sup>С. Перегрев пара не намного увеличивает экономичность цикла, как это видно из рис. 15.8. В практических условиях большое значение имеет свойство перегретого пара не конденсироваться при понижении температуры.

Повышение начального давления пара. Если проследить развитие паросиловых установок за двух-

сотлетний период их существования, то можно заметить, что развитие связано с неуклонным повышением давления водяного пара, вырабатываемого в паровых котельных установках. Если сто лет назад давление водяного пара в паровых котлах ограничивалось значениями 0,4...0,6 МПа, то к началу текущего столетия оно было доведено до 1,0...1,6 МПа. Особенно быстрый рост давления пара в котельных установках наблюдается последние 25...35 лет. В настоящее время в котельных установках вырабатывается пар давлением 20 МПа и выше.

Стремление повышать давление пара, поступающего в паровые двигатели, вызывается несколькими причинами: 1) Если увеличить начальное давление пара в цикле от  $p_1$  до  $p'_1$ , оставляя при этом неизменным конечное давление  $p_2$ , а также паросодержание  $x_1$  влажного пара или температуру  $t_1$  перегретого пара, то удельная работа цикла  $l_0$  тоже увеличится. Графически это доказывается увеличением площади цикла на *pv*-диаграмме (рис. 15.9).

2) С увеличением начального давления в цикле удельный расход пара уменьшается. Действительно, для цикла Ренкина  $d'_0 = 3,6\cdot 10^6/i_t$ , где  $i_t$  – адиабатный перепад удельной энтальпии.

Очевидно, чем больше адиабатный перепад удельной энтальпии  $i_t$ , тем меньше удельный расход пара  $d'_0$ , а перепад  $i_t$  тем больше, чем выше начальное давление пара (при постоянном значении конечного давления). Все это наглядно показано на рис. 15.10, где перепады  $i_t$  для трех различных давлений показаны отрезками 1"-2", 1'-2' и 1-2, причем большему начальному давлению соответствует и больший отрезок 1"-2", а значит и больший адиабатный перепад удельной энтальпии  $i_t$ . Таким образом, выясняется, что с увеличением начального давления (при постоянном конечном давлении) увеличивается удельная работа цикла и адиабатный перепад удельной энтальпии, а следовательно, и термический КПД, как это следует из уравнений (15.11) и (15.12).

Особенно большое значение имеет применение пара высокого давления в паросиловых установках, что объясняется особыми свойствами такого пара, а именно:









1) Удельная энтальпия пара высокого давления меньше, чем удельная энтальпия пара низкого давления, а поэтому удельное количество теплоты, необходимое для получения пара высокого давления, меньше, чем

для пара низкого давления. Кроме того, из таблиц параметров сухого насыщенного пара видно, что уменьшается удельная энтальпия. Это объясняется тем, что с повышением давления значительно уменьшается удельная теплота парообразования *r*. Так как парообразование происходит на поверхности нагрева котла, то для получения пара заданной массы требуется меньшая площадь поверхности нагрева котла, а это значит, что котёл может быть тем меньше по своим размерам, чем выше давление получаемого пара.

2) Рассмотренное выше увеличение адиабатного перепада *i*t особенно заметно при переходе в область высоких давлений, в чём легко убедиться по *is*-диаграмме для водяного пара. При переходе в эту область существенно повышается термический КПД и уменьшается удельный расход пара.

3) Из таблиц параметров сухого насыщенного пара видно, что удельный объём пара высокого давления значительно меньше, чем низкого давления. Например, при повышении давления от 1,0 до 10,0 МПа удельный объём пара уменьшается почти в 11 раз, а так как при переходе к парам высокого давления уменьшается не только удельный объём пара, но и его удельный расход  $d_0$ , то в общем это приводит к весьма значительному уменьшению объёмного расхода пара. В результате резко уменьшается размеры всей паросиловой установки и затраты металла на ее изготовление.

Понижение противодавления. Если понижать конечное давление  $p_2$ , оставляя неизменными начальные параметры ( $p_1$  и  $t_1$ ), то экономичность цикла повышается. Допустим, что в цикле Ренкина начальное давление пара  $p_1$ , а удельная энтальпия  $i_t$  (точка 1 на рис. 15.11).

При расширении до  $p_2$  адиабатный перепад изобразится отрезком 1-2. Если же расширение продолжить до  $p'_2 < p_2$  то перепад  $i_t$  увеличивается, а значит увеличивается  $l_0$ , уменьшается  $d_0$  и возрастает  $\eta_t$ .

Увеличение удельной работы цикла  $l_0$  при уменьшении противодавления наглядно показано на рис. 15.12, где выигрыш в удельной работе цикла при понижении давления от  $p_2$  до  $p'_2$ , то есть при увеличении вакуума в конденсаторе, показан заштрихованной площадкой.

В современных паросиловых установках конечное давление доводят до 6...4 кПа. Более низкое давление увеличивает размеры и усложняет конструкцию конденсатора. Кроме того, уменьшение давления в конденсаторе от  $p_2$  до  $p'_2$  увеличивает конечную влажность пара на выходе из парового двигателя (на рис. 15.11 видно, что  $x_2 < x_1$ ).





Рис. 15.11. Увеличение адиабатного перепада теплоты *i*<sub>t</sub> при понижении противодавления давления пара в цикле Ренкина

Рис. 15.12. Увеличение удельной работы при понижении противодавления пара в цикле Ренкина

#### 15.5. Усложненные циклы паросиловых установок

Повысить термический КПД цикла Ренкина можно, увеличивая начальные параметры пара (давление и температуру) и понижая давление в конденсаторе. Повысить эффективность работы паросиловой установки можно также путем замены цикла Ренкина другими, усложненными циклами.

Регенеративный цикл. Посмотрим, как должен протекать теоретически регенеративный цикл в паротурбинной установке. Обратимся к рис. 15.13, на котором показана *Тs*-диаграмма идеального регенеративного цикла паротурбинной установки. В этом цикле подогрев воды, поступающей в котел, до температуры насыщения (линия 3-4) производится за счет частичного отнятия теплоты от пара, который расширяется в турбине (линия 1-2). В паросиловой установке вода нагревается газами, которые образуются в топке котла.



Рис. 15.13. *Тs*-диаграмма регенеративного цикла паротурбинной установки

Теоретически такое нагревание можно осуществить, непрерывно отнимая тепло от пара, расширяющегося в паровом двигателе. При этом расширение происходит не по адиабате 1-5, как в цикле Ренкина, а по некоторой политропе 1-2. На рис. 15.13 видно, что количество теплоты, необходимое для нагревания воды до температуры насыщения на участке 3-4, измеряется пл. 3478. Если эту теплоту отводить от пара на участке 1-2, то пл. 21910, определяющая количество отбираемого от пара теплоты, должна равняться пл. 3478. Из равенства этих площадей следует, что линия 1-2 представляет собой сдвинутую вправо линию 3-4. Таким образом, получаем цикл, состоящий из двух изотерм 4-1 и 2-3 и двух политроп 3-4 и 1-2, причем теплота, отведенная по 1-2, используется при сжатии 3-4. Такой цикл называется *регенеративным*.

Термический КПД цикла 1-2-3-4 без учета переноса теплоты с участка цикла 1-2 на участок 3-4, равен как это видно на рис. 15.13,

# *η*<sub>t</sub>=пл. 1234 / пл. 34198,

где числитель – теплота, превращенная в работу, а знаменатель – теплота, подведенная к пару. Для регенеративного цикла теплота, определяемая пл. 3478, равной пл. 21910, отбирается от пара в процессе расширения. Она циркулирует в установке, не расходуясь. Эту теплоту нужно затратить лишь один раз – при пуске установки в ход. Таким образом, затрачиваемая теплота в регенеративном цикле определяется пл. 4197. Полезная теплота, равная полезной теплоте цикла Карно, определится пл. 1564 (так как пл. 346 = пл. 152). Следовательно, термический КПД регенеративного цикла равен

$$\eta_t = пл.1564/пл.4197,$$

т.е. он такой же, как и соответствующий ему цикл Карно 1-5-6-4.

Для осуществления регенеративного цикла необходимо постоянно отводить теплоту на участке 1-2, что в реальных условиях невыполнимо. Практически регенеративный цикл может быть осуществлён в упрощённом виде путём промежуточных отборов пара из турбины. При этом только часть пара расширяется в турбине до конечного давления  $p_2$ . Остальная часть отбирается от турбины при различных давлениях для подогрева воды, поступающей в котёл.

На рис. 15.14 показана схема установки, работающей по такому циклу, а на рис. 15.15 – *Тs*-диаграмма регенеративного цикла с промежуточным отбором пара.

Установка работает следующим образом. Пар из котельной установки 1 поступает в турбину 2, которая вращает генератор, что соответствует точке 1 на *Ts*-диаграмме. Затем пар адиабатно расширяется в турбине (до точки 5). После этого часть пара отбирается и по трубе 5 направляется в подогреватель питательной воды 6. Оставшийся после отбора пар расширяется до давления в конденсаторе 3, в котором он конденсируется (линия 6 – 3 на диаграмме). Конденсат откачивается из конденсатора насосом 4 и поступает в водоподогреватель 6, где подогревается паром, отбираемым из турбины. Нагретая вода нагнетается насосом 7 в паровой котёл, где снова превращается в пар (линии 3 – 4 и 4 – 1).

В такой установке линия процесса расширения 1 – 2 (рис. 15.15) заменяется ступенчатой линией 1-5-2'-6-2, благодаря чему процесс 1-5-2'-6-3-4 не становится равноценным циклу Карно, но всё же приближается к нему больше, чем обычный цикл Ренкина.



Рис. 15.14. Схема паросиловой установки с промежуточным отбором пара



Рис. 15.15. Процесс регенеративного подогрева воды, поступающей в паровой котел путем промежу-точного отбора пара в осях *T-s* 

Чем больше ступеней имеется на линии расширения, тем она по своему виду больше приближается к плавной линии 1 – 2, а значит и к термическому КПД цикла Карно. Практически в паротурбинных установках

число отборов бывает от трёх до восьми.

Применение регенеративного подогрева воды даёт возможность повысить термический КПД паросиловой установки на 4...7 % и более.

Цикл с промежуточным перегревом пара. Выше отмечались положительные свойства пара с высоким начальным давлением, но он имеет и серьёзный недостаток, который заключается в том, что при расширении такой пар увлажняется сильнее, в чём легко убедиться, если обратиться к рис. 15.16. При начальном давлении



Рис. 15.16. К объяснению более быстрого увлажнения перегретого пара с повышением начального давления

 $p_1$  и температуре  $t_1$  и конечном давлении  $p_2$  адиабатный теплоперепад характеризуется отрезком 1-2, при этом степень сухости оказывается равной  $x_1$ . Если же начальное давление повысить до  $p'_1$ , сохранив прежние значения  $t_1$  и  $p_2$ , то степень сухости  $x_2$  окажется меньше, чем  $x_1$ . Это крайне нежелательно, особенно в паротурбинных установках, где капли воды, содержащиеся в паре, усиливают износ турбинных лопаток, что становится особенно заметным при понижении степени сухости пара ниже 0,87...0,90.

Бороться с этим явлением можно двумя способами: либо повышением начальной температуры пара, либо введением его промежуточного перегрева. Современные металлы, применяемые в машиностроении, могут удовлетворительно работать длительное время при температурах, не превышающих 600 <sup>0</sup>C. Поэтому первый из этих способов практически не перспективен. Второй способ заключается в том, что весь процесс расширения пара в турбине разделяется на несколько ступеней (практически не более трёх), причём после расширения пара в каждой из ступеней (кроме последней) пар отводится для дополнительного перегрева и затем направляется в следующую ступень. Схема паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара показана на рис. 15.17.

i



<u>√7</u>
 6
 Рис. 15.17. Схема паротурбинной Рис.
 установки с промежуточным но перегревом пара



Рис. 15.18. Процесс промежуточного перегрева пара на *is*-диаграмме

Пар из пароводяного барабана 1 котла поступает в пароперегреватель 2, а из него в турбину высокого давления (ТВД) 4. После расширения в ТВД до давления  $p_m$  пар поступает во вторичный пароперегреватель 3, а затем в турбину низкого давления (ТНД) 5. Затем пар конденсируется в конденсаторе 6. Конденсат питательным насосом 7 нагнетается в паровой котёл. На рис. 15.18 приведена *is*-диаграмма процесса расширения водяного пара с промежуточным перегревом. Точка 1 характеризует состояние пара, поступающего на первичную ступень турбины, где он адиабатно расширяется до некоторого промежуточного давления  $p_{\rm m}$  (точка 2 на диаграмме). Затем пар вторично перегревается до температуры  $t_{\rm m}$  (линия 2 – 3) и поступает в ТНД (точка 3), где расширяется до конечного давления  $p_2$  (точка 4) при степени сухости  $x_1$ .

Если бы полное расширение происходило в одной ступени, то в конце расширения (точка 2 на рис. 15.18) степень сухости была бы  $x_2$ , а так как  $x_2 < x_1$ , то пар был бы более влажным.

Теплофикационный цикл. Удельная теплота  $q_2$ , отводимая в конденсатор, является большой потерей. В цикле Ренкина она составляет примерно 70 % от всей подведенной теплоты  $q_1$ . Поэтому представляется заманчивым использование этой теплоты, например в технологических процессах (сушки, выпарки), для отопления зданий и т.п. Практически задача сводится к использованию теплоты охлаждающей воды, которая передаётся в конденсатор (удельная теплота  $q_2$ ). Большим препятствием к такому использованию является относительно низкая температура охлаждающей воды (примерно 30 °C). Температура же воды, применяемой в отопительных устройствах, должна быть не ниже 100 °C, а это значит, что температура отработавшего пара должна быть несколько выше 100 °C, а соответственно и конечное давление пара  $p_2$  должно быть выше атмосферного, т.е. примерно 0,11 МПа. Такие установки называют *теплофикационными*, а циклы, по которым они работают, – *теплофикационными циклами*.

Рассмотрим *Тs*-диаграмму теплофикационного цикла (рис. 15.19). Если повысить давление отработавшего пара с  $p_2$  до  $p'_2$ , то отдача теплоты q2 этим паром будет происходить не по линии 3 - 2, а по линии 8 - 2'. Следовательно, удельная работа  $l_0$ , которая может быть превращена в полезную работу, уменьшится на пл. 382'2. Но количество теплоты, передаваемой на теплофикационные нужды, возрастёт на эту же площадь. Таким образом, сум-



Рис. 15.19. Теплофикационный цикл на *Ts*-диаграмме

марное использование теплоты для выработки электроэнергии и теплофикации значительно возрастёт. Электростанции с таким комбинированным использованием теплоты называются *теплоэлектроцентралями*.

Бинарный цикл. Этот цикл позволяет повысить термический КПД паросиловой установки настолько, что он оказывается лишь немного ниже термического КПД цикла Карно, осуществляемого в одинаковых температурных границах с бинарным циклом.

Выясним сущность бинарного цикла и способ его осуществления.

Из формулы термического КПД цикла Карно  $\eta_t = 1 - T_2/T_1$  видно, что чем выше  $T_1$  и ниже  $T_2$ , тем термический КПД больше.

В практических условиях в паросиловых установках наивысшая температура водяного пара  $T_1$  ограничивается свойствами материалов, применяемых в машиностроении, и в настоящее время не превышает 600 <sup>°</sup>C. Низшая температура цикла  $T_2$  определяется температурой воды, конденсирующей отработавший пар, которую можно принять равной 15 <sup>°</sup>C. На *Ts*диаграмме цикл Карно при таких значениях температур  $T_1$  и  $T_2$  имеет вид, показанный на рис. 15.20. Здесь пл. 1234 соответствует теплоте, переведенной в полезную работу, а пл. 2563 – теплоте, отданной холодильнику.

Впишем в пл. 1234 диаграмму цикла Ренкина 12378 (рис. 15.21). Как видно, при одинаковых высшей и низшей температурах и при одинаковом количестве теплоты, отданной в холодильник, диаграмма цикла Ренкина не полностью заполняет диаграмму цикла Карно.



Рис. 15.20. *Тs*-диаграмма цикла Карно при *T*<sub>1</sub> = 873 К и *T*<sub>2</sub> = 288 К



Рис. 15.21. Цикл Карно и Ренкина при одинаковых перепадах температур (*T*<sub>1</sub> = 873 К и *T*<sub>2</sub> = 288 К) в осях *T-s* 

Для увеличения заполняемости пл. 1234 надо поднимать линию 7–8, т.е. поднимать температуру насыщенного пара. Однако, если рабочим телом является вода, то достигнуть высшей температурной границы, т.е. 600 °C, невозможно, так как критическая температура воды 374,15 °C.

В практических условиях и эта температура недостижима из-за соответствующего высокого давления.

Для того чтобы линию 7 – 8 можно было поднять до линии 4 – 1, т.е. получить температуру кипения, равную 500...600  $^{0}$ С, нужно в качестве рабочего тела применять не воду, а какую-нибудь другую жидкость, насыщенный пар которой можно получить при этих температурах, а давление, соответствующее этим температурам, было бы не очень высоким.

В качестве такой жидкости может быть применена, например, ртуть, критическая температура которой равна 1400  $^{0}$ C. При 515  $^{0}$ C давление ртутного пара примерно равно 1 МПа. Таким образом, ртуть удовлетворяет условию получения высоких температур в цикле при приемлемых давлениях. Однако при её использовании нельзя получить низшую температуру порядка 25...30  $^{0}$ C, так как этой температуре соответствует давление, близкое к нулю. Если же ограничиться минимально возможными давлениями, которые могут быть получены в конденсаторе (порядка 0,005 МПа), то в этом случае температура ртутного пара будет равна 200  $^{0}$ C. Следовательно, и в этом случае нельзя полезно использовать весь перепад температур 500...25  $^{0}$ C.

Таким образом, ни вода, ни ртуть в отдельности не дают возможность осуществлять цикл паросиловой установки в максимально допустимых перепадах температур. В связи с этим возникла идея использовать цикл с помощью двух жидкостей, из которых одна работала бы в области высоких, а другая – в области низких температур. Такие циклы называют *бинарными*. В качестве жидкостей в этом цикле применяются ртуть и вода, первая – для области высоких температур, а вторая – для области низких температур цикла. Принципиальная схема ртутно-водяной бинарной установки показана на рис. 15.22. Она работает следующим образом.



Рис. 15.22. Схема ртутно-водяной бинарной установки



В ртутном котле *1* вырабатывается насыщенный ртутный пар давлением 0,2...0,5 МПа при  $t_1 = 400...600$  °C, поступающий затем в турбину *2*. Отработав в этой турбине, ртутный пар направляется в ртутный конденсатор *3* при давлении 0,04...0,06 МПа, которому соответствует температура насыщения ртути 220...230 °C. В конденсаторе происходит конденсация ртутного пара, и жидкая ртуть подается насосом 7 в ртутный котел *1*.

Теплота отнимается от ртутного пара при его конденсации водой, проходящей через конденсатор 3. Получая эту теплоту, вода превращается в насыщенный пар температурой 200...210  $^{0}$ С при давлении 1,6...2,0 МПа. Затем этот пар поступает в турбину 4, а из нее в конденсатор 5, в котором при температуре 27...35  $^{0}$ С и соответствующем давлении конденсируется в воду. Водяным насосом 6 вода снова подается в конденсатор 3.

Таким образом, в установке, работающей по бинарному циклу, имеется два раздельных пути для ртути и воды. На рис. 15.23 изображена *Ts*-диаграмма бинарного цикла. Здесь процесс 10-11-12-9 является диаграммой ртутной ступени бинарного цикла, а процесс 3-7-8-2 – водяной ступени.

Процесс 10-11-12 протекает в ртутном котле *1*, процесс 12-9 – в ртутной турбине 2, а процесс 9-10 – в ртутном конденсаторе 3. В этом же конденсаторе протекает процесс 3-7-8. Процесс 8-2 осуществляется в турбине водяного пара 4, а процесс 2-3 в водяном конденсаторе 5.

Как видно, обе диаграммы 10-11-12-9 и 3-7-8-2 хорошо заполняют диаграмму цикла Карно 1-2-3-4, совершаемого в одинаковых температурных интервалах и при одинаковых количествах отданной в холодильник теплоты.

Благодаря хорошей заполняемости диаграммы цикла Карно, термический КПД бинарного цикла значительно выше, чем КПД цикла Ренкина, осуществляемого водяным паром, даже при более высоких значениях его параметров. Так, при начальных давлении водяного пара  $p_1 = 1,6$  МПа, температуре пара  $t_1 = 450$  <sup>0</sup>C и давлении отработавшего пара  $p_2 = 0,004$  МПа термический КПД цикла Ренкина  $\eta_t = 0,434$ ; для бинарного цикла, совершаемого в тех же температурных границах,  $\eta_t = 0,53$ , а для цикла Карно  $\eta_t = 0,583$ .

Недостатком рассмотренного бинарного цикла является, во-первых, большая масса ртути, необходимая для осуществления такого цикла (около 10...12 кг ртути на 1 кг воды), что при высокой стоимости ртути значительно удорожает установку, и, во-вторых, пары ртути ядовиты.

Следует, однако, отметить, что область применения бинарных установок может быть достаточно широкой, что дает основание полагать о перспективности таких циклов.

Парогазовый цикл рассматривается как идеальный цикл комбинированной теплосиловой установки, состоящей из двух частей-установок: газотурбинной (ГТУ) и паротурбинной (ПТУ). Принцип действия парогазовой установки (ПГУ) состоит в следующем.

В камеру сгорания l (рис. 15.24) подается топливо и сжатый воздух. Топливо сгорает, и газы при температуре примерно 1500 <sup>0</sup>С поступают в газовую турбину 2. Отработав в турбине, газ с температурой примерно 500 <sup>0</sup>С направляется в водоподогреватель 7, в котором он подогревает питательную воду. Затем отработавшие газы отводятся в атмосферу.

Паротурбинная часть ПГУ состоит из котельного агрегата 3 (парогенератора), вырабатывающего перегретый пар для паровой турбины 4. Отработавший в ней пар отводится в конденсатор 5, а образующийся конденсат подается в котельный агрегат питательным насосом 6, проходя при этом через подогреватель 7.

*Ts*-диаграмма идеального цикла парогазовой установки приведена на рис. 15.25. На этом рисунке *a-c-z-b* – цикл ГТУ, а 1-2-3-4-5 – цикл ПТУ. В цикле А теплота подводится по изобаре *c-z*, а отводится по изобаре *b-a*. В цикле В теплота подводится по изобаре 3-4-5-1, а отводится по изобаре 2-3.

В цикле А часть отводимой теплоты, изображаемая отрезком *b-e* на *Ts*-диаграмме, вводится в цикл В на участке 3-3' изобары 3-4-5-1. Таким образом, из всей подводимой по этой изобаре теплоты на участке 3-3' используется теплота отработавших газов в цикле А. Этим и достигается более высокая эффективность ПГУ по сравнению с отдельно работающей газовой турбинной установкой.







Рис. 15.25. *Тs*–диаграмма идеального парогазового цикла

# 15.7. МГД-генератор. Цикл МГД-установки

В настоящее время главным источником получения электроэнергии в нашей стране являются паротурбинные электростанции, на долю которых приходится около 80 % всей вырабатываемой электроэнергии.

Современные паротурбинные установки достигли высокой степени совершенства, однако в полезную работу превращается чуть выше 40 % подводимой теплоты. Второе начало термодинамики указывает способ повышения эффективности циклов тепловых двигателей. Таким способом является повышение начальной температуры рабочего тела в цикле, т.е. температуры T<sub>1</sub>. Однако реализация этого способа в паротурбинных установках наталкивается на непреодолимые трудности. Даже при существующих температурах свежего пара (500...600 °C) в таких установках лопатки роторов турбин испытывают огромные тепловые и механические напряжения, поэтому повышать эти температуры недопустимо. Таким образом, из трех основных частей паротурбинной установки: котельного агрегата, паровой турбины и электрогенератора. Паровая турбина препятствует дальнейшему повышению эффективности всей паротурбинной установки. Поэтому возникла идея – исключить из этой трехзвенной цепи среднее звено – паровую турбину, и найти способ прямого превращения внутренней энергии продуктов сгорания в электрическую энергию.



Рис. 15.26. Принцип работы МГД-генератора

Эта идея воплотилась в создании плазменного генератора, названного магнитогидродинамическим генератором электрической энергии, сокращенно МГД-генератором. Принцип действия его основан на законе электромагнитной индукции, открытом английским ученым М. Фарадеем в 1831 г. Согласно этому закону, в проводнике, движущемся поперек магнитного поля и замкнутом на внешнюю цепь,

возникает электрический ток. Закон не требует, чтобы проводником обязательно было твердое тело (например, обмотка ротора генератора). В МГДгенераторе в качестве проводника используется *плазма*, т.е. частично или полностью ионизированный газ, который при высокой температуре (порядка 2500...3000 <sup>0</sup>C) становится проводником электрического тока. Принцип устройства такого генератора показан на рис. 15.26.

Здесь МГД-генератором является расширяющийся канал *1*, находящийся в магнитном поле, создаваемом магнитом *2*. При движении по каналу раскаленного газа – плазмы со скоростью 800...1000 м/с в результате пересечения ею магнитносиловых линий на электродах 3 образуется разность потенциалов, а при замыкании электродов на внешнюю цепь – электрический ток. Следовательно, МГД-генератор является по существу динамо-машиной, в которой обмотка ротора заменена быстро несущимся потоком плазмы. Плазма может быть получена из любого газа, если его нагревать до температур настолько высоких, что начинается диссоциация (расщепление) сложных молекул с образованием наэлектризованных частиц ионов и электронов, которые делают плазму проводником. Для полной ионизации газов нужна температура не ниже 10 000 °C. Однако для энергетических целей полной ионизации не требуется. Так, воздух сильно ионизируется при температурах 5000...6000 °C. Но в практических условиях и эта температура слишком высока. Поэтому для получения достаточно электропроводной плазмы воздух нагревается только до 2500...3000 °C (такие температуры могут быть получены в пламени горящего топлива) и к нему добавляются пары легко ионизирующихся хлористого калия или цезия. Хотя масса такой присадки не превышает 1...2 % от массы воздуха, тем не менее она увеличивает степень его ионизации настолько, что он становится плазмой с хорошей электрической проводимостью. Такая плазма называется низкотемпературной, она-то и применяется в МГДгенераторах.

Рассмотрим схему устройства регенеративной установки с таким МГДгенератором, показанную на рис. 15.27. Атмосферный воздух поступает в

компрессор 1, где сжимается до давления  $p_1 = 300...500$  кПа и направляется в воздухоподогреватель (регенеративный теплообменник) 2. Здесь воздух нагретемпературы вается ДО 1200...1500 °С, после чего поступает в камеру сгорания 3. В эту же камеру поступают топливо и кислород (для интенсификации процесса горения). В конце процесса горения, протекающего при постоянном давлении р<sub>1</sub>, температура продуктов сгоповышается рания до 2500...3000 °С, после чего в них вводится присадка, и они стано-



Рис. 15.27. Схема регенеративной установки с МДГ-генератором

вятся плазмой, обладающей хорошей электрической проводимостью. В МГД-канале 4 продукты сгорания адиабатно расширяются, производя

электроэнергию. По выходе из канала, они, еще имея высокую температуру (2100...2300  $^{0}$ C), направляются в регенеративный воздухоподогреватель 2, в котором их температура понижается примерно до 1500...800  $^{0}$ C.

Такие продукты сгорания используются далее в обычной теплосиловой установке: паротурбинной, газотурбинной или парогазовой.

На представленном рис. 15.27 отработавшие в МГД-канале продукты сгорания используются еще в паротурбинной установке. Здесь они сначала проходят через парогенератор 5, отдавая часть своей внутренней энергии воде, а по выходе из парогенератора отводятся в атмосферу при температуре 150...170  $^{0}$ С.

Перегретый пар, полученный в парогенераторе, направляется в паровую турбину 6, соединенную с электрогенератором. Отработавший в турбине пар отводится в конденсатор 7, из которого конденсат забирается питательным насосом 8 и подается в парогенератор.



Рис. 15.28. *Тs*-диаграмма цикла регенеративной установки с МДГ-генератором

На рис. 15.28 изображена рассмотренного *Тs*-диаграмма МГД-генератора с регенерацией. Здесь А – цикл МГД-генератора, В – водяной цикл Ренкина. В цикле А линия а-с – адиабата сжатия воздуха в компрессоре. Линия с-г – изобарный подвод теплоты, причем на участке с-с' теплота подводится к воздуху за счет отвода ее на участке *b-b*' – изобары расширения. На участке с'-г подводится теплота от сжигаемого топлива в камере сгорания. На этом участке происходит переход продуктов сгорания в плазменное состояние. Адиабата *z-b* – процесс расшире-

ния в МГД-канале. Изобара b-a – отвод теплоты: сначала на участке b-b' – в регенеративный воздухоподогреватель, на участке b'-f – в парогенератор 5 паротурбинной установки (см. рис. 15.27) и на участке f-a – в атмосферу (теплота  $q_2$ ).

В цикле В (Ренкина) процесс 3-4-5-1 — подвод теплоты  $q'_1$ , адиабата 1-2 — процесс расширения пара в турбине и изобара 2-3 — отвод теплоты  $q'_2$  в конденсатор.

МГД-установки являются очень перспективными, что объясняется некоторыми преимуществами их по сравнению с другими теплосиловыми установками. Основные из них следующие: отсутствие в МГД-генераторах движущихся частей, которые подвергались бы действию высоких темпера-

тур (клапанов, лопаток, роторов и др.), что позволяет значительно повысить начальную температуру рабочего тела; отсутствие перепада температур между источником теплоты и рабочим телом, который ведет к большим эксергетическим потерям. В МГД-генераторах эти температуры совпадают; более высокий эффективный КПД, который может достигать 60 %; маневренность МГД-генераторов. Он может быть пущен в ход в течение нескольких секунд.

Эти достоинства настолько значительны, что во многих странах мира развернута большая научно-исследовательская работа в области плазменной энергетики.

## 15.8. Примеры решения задач

## Пример 15.1

Водяной пар совершает цикл Карно. Найти термический КПД цикла, удельную работу и удельный расход пара, если начальное давление пара  $p_1 = 2$  МПа, а конечное  $p_2 = 0,02$  МПа; паросодержание пара при поступлении его в паровой двигатель  $x_1 = 1$ .

Решение.

1) Вычислим  $\eta_t$ . Для этого по *is*-диаграмме находим:

$$T_1 = 273,15 + t_{1,s} = 273,15 + 212,37 = 485,52$$
 K;

$$T_2 = 273,15 + t_{2,s} = 273,15 + 60,08 = 333,23$$
 K.

Определяем

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1 = 1 - 333,23 / 485,52 = 0,313$$
.

2) Удельная работа  $l_0 = r_1 \eta_t$ .

Из таблиц водяного пара находим, что при  $p_1 = 2$  МПа, r = 1891 кДж/кг. Тогда

 $l_0 = 1891 \cdot 0,313 = 592$  кДж/кг.

3) Удельный расход пара

$$d_0 = 1/l_0 = 1/(592 \cdot 10^3) = 1,69 \cdot 10^{-6}$$
 кг/Дж.

# Пример 15.2

Найти удельный расход водяного пара и термический КПД идеального парового двигателя, работающего по циклу Ренкина, если начальные параметры пара  $p_1 = 1,5$  МПа,  $x_1 = 0,9$ , а давление пара в конденсаторе  $p_2 = 20$  кПа.

Решение.

1) Для нахождения удельного расхода пара и термического КПД необходимо предварительно установить адиабатный перепад удельной энтальпии *i*<sub>t</sub>. Для этого находим на *is*-диаграмме для водяного пара (рис. 15.29) точку 1 на пересечении изобары  $p_1 = 1,5$  МПа, и линии постоянного паросодержания  $x_1 = 0,9$ . Для этой точки находим значение  $i_1 =$ 



= 2600 кДж/кг. Проведя из этой точки линию, параллельную оси ординат, в пересечении с изобарой  $p_2 = 0.02$  МПа получим точку 2. Устанавливаем, что в этой точке  $i_2 = 1980$  кДж/кг. Находим, что  $i_t = (i_1 - i_2)_{a_I} = 2600 - 1980 = 620 \ \kappa \ Дж/кг.$ Следовательно,  $l_0 = i_t = 620$  кДж/кг,  $l_0 = l_0/(3,6.10^6) = 0,172 \text{ kBt}\cdot\text{y/kc}.$ 

2) По уравнению (15.6) находим удельный расход пара

Рис. 15.29. К примеру 15.2

 $d_0 = 1/l_0 = 1/(620 \cdot 10^3) = 1,6 \cdot 10^{-6}$  кг/Дж. По уравнению (15.7) находим удельный расход  $d'_0 = 1/l'_0 = 1/0,172 =$ = 5,8 кг/(кВт·ч). Для вычисления значения  $\eta_t$  предварительно найдём удельную энтальпию воды  $i'_2$  при  $p_2 = 0,02$  МПа и температуре кипения *t*<sub>2.S</sub>: *i*′<sub>2</sub> = 251,4 кДж/кг. Получаем:

S

$$\eta_t = i_t / (i_1 - i'_2) = 620 / (2600 - 251, 4) = 0,264 \ (26,4\%)$$

# Пример 15.3

Выяснить изменение термического КПД идеального парового двигателя, работающего по циклу Ренкина, при переводе на работу с сухого насыщенного на перегретый пар с температурой  $t_1 = 400$  <sup>0</sup>C. В обоих случаях  $p_1 = 2,0$  МПа и  $p_2 = 0,01$  МПа.

Решение.

1) Вычислим сначала термический КПД при работе парового двигателя на сухом насыщенном паре:

$$\eta_{t,1} = i_t / (i_1 - i'_2).$$

На *is*-диаграмме для водяного пара находим для  $p_1=2,0$  МПа и  $x_1=1$ начальную удельную энтальпию *i*<sub>1</sub> = 2800 кДж/кг. Проводим из начальной точки вертикальную линию до пересечения с изобарой  $p_2 = 0.01$  МПа и в точке пересечения находим  $i_2 = 2000$  кДж/кг. Из таблиц водяного пара находим, что при давлении  $p_2$  удельная энтальпия кипящей воды  $i'_2 =$ = 191,9 кДж/кг, а  $i_t = (i_1 - i_2)_{a_{\text{Д}}} = 2,8 - 2,0 = 0,8$  МДж/кг.

Подставляя найденные значения удельных энтальпий в уравнение для  $\eta_{t,1}$ , получим

$$\eta_{t,1} = 0.8/(2.8 - 0.1919) = 0.307 (30.7\%)$$

2) Таким же способом находим значение  $\eta_{t,2}$  при  $p_1 = 2,0$  МПа,  $t_1 =$  $= 400 \ {}^{0}$ С и  $p_2 = 0.01$  МПа:

$$i_{t}$$
= 3,245-2,225 = 0,99 МДж/кг;  
 $\eta_{t,2}$ = 0,99/(3,245-01919) = 0,324 (32,4 %).

Относительное изменение термического КПД

 $(\eta_{t,2}-\eta_{t,1})/\eta_{t,1} = (0,324-0,307)/0,307 = 0,055$  или 5,5 %.

Таким образом, в данном случае в результате применения перегрева пара относительная экономичность цикла увеличилась на 5,5 %.

# Пример 15.4

Подсчитать относительное повышение экономичности идеального парового двигателя, работающего по циклу Ренкина, при повышении начального давления водяного пара от 1,2 до 4 МПа, если в обоих случаях  $t_1 = 400$  <sup>0</sup>C, а  $p_2 = 500$  Па.

Решение.

Пользуясь *is*-диаграммой для водяного пара, находим  $i_1$ ,  $i_2$ , а из таблиц водяного пара находим  $i'_2$ .

1) 
$$p_1 = 1,2$$
 M $\Pi$ a,

$$\eta_{t,1} = i_t/(i_1 - i_2) = 0,915/3,7 = 0,289$$
 (28,9 %);  
 $d'_{0,1} = 3,6 \cdot 10^6/i_t = 3,6 \cdot 10^6/0,915 \cdot 10^6 = 3,93$  кг/(кВт·ч).  
2)  $p_1 = 4$  МПа,  
 $\eta_{t,2} = i_t/(i_1 - i_2) = 1,063/3,158 = 0,377$  (33,7 %);  
 $d'_{0,2} = 3,6 \cdot 10^6/i_t = 3,6 \cdot 10^6/1,063 \cdot 10^6 = 3,38$  кг/(кВт·ч).  
Относительное увеличение термического КПД  
 $(\eta_{t,2} - \eta_{t,1})/\eta_{t,1} = (33,7 \cdot 28,9)/28,9 = 0,166$  или 16,6 %.  
Относительное уменьшение удельного расхода пара.

 $(d'_{0,1} - d'_{0,2})/d'_{0,1} = (3,93 - 3,38)/3,93 = 0,14$  или 14 %.

# 15.9. Задачи

15.1. Сухой насыщенный пар давлением 1 МПа должен совершить цикл Карно в идеальной паросиловой установке. Найти удельную работу пара в цикле и термический КПД, если давление в конденсаторе 10 кПа.

Ответ:  $l_0 = 598 \text{ кДж/кг}, \eta_t = 29,6 \%.$ 

**15.2.** Найти термический КПД и расход сухого насыщенного пара на 1 кВт·ч в цикле Карно, если  $p_1 = 1,2$  МПа и  $p_2 = 0,1$  МПа.

Ответ:  $\eta_t = 0,191$  и  $d'_0 = 9,47$  кг/кВт·ч.

**15.3.** Найти термический КПД и расход пара на 1 кВт·ч паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина, при параметрах:  $p_1 = 2$  МПа,  $t_1 = 380$  <sup>0</sup>C,  $p_2 = 8$  кПа.

Ответ:  $\eta_t = 19,8$  %;  $d_0 = 1,86$  кг/(кВт·ч).

15.4. Найти термический КПД и мощность паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина, при условиях: давление пара при впуске 1,5 МПа и температуре 300  $^{0}$ С, давление пара при выпуске 10 кПа, расход пара 940 кг/ч.

Ответ:  $\eta_t = 0,297$ ; N = 221 кВт.

**15.5.** Паротурбинная установка мощностью 100 МВт работает при следующих условиях:  $p_1 = 9$  МПа,  $t_1 = 480$  <sup>0</sup>C,  $p_2 = 4$  кПа. Найти термический КПД цикла Ренкина при данных параметрах.

Ответ: 42,2 %.

**15.6.** Паросиловая установка работает по циклу Ренкина при следующих условиях:  $p_1 = 1,6$  МПа,  $t_1 = 320$  <sup>0</sup>C,  $p_2 = 0,12$  МПа. Найти удельную полезную работу и термический КПД.

Ответ:  $l_0 = 524$  кДж/кг,  $\eta_t = 19,8$  %.

**15.7.** Паросиловая установка работает по циклу Ренкина с массовым расходом пара 2600 кг/ч. Пар поступает в машину сухим насыщенным давлением 2 МПа и расширяется адиабатно до давления 20 кПа. Найти термический КПД установки, расход пара на 1 кВт·ч и мощность машины.

Ответ:  $\eta_t = 28$  %,  $d'_0 = 2,6$  кг/(кВт·ч), N = 515 кВт.

**15.8.** Сравнить термический КПД идеальных паросиловых установок, работающих по циклу Ренкина, при одинаковых начальных и конечных давлениях  $p_1 = 2$  МПа и  $p_2 = 20$  кПа, если в одном случае пар влажный паросодержанием 0,9, а в другом – сухой насыщенный и в третьем – перегретый при температуре 300 <sup>0</sup>C.

Ответ: 1) 0,273; 2) 0,28; 3) 0,286.

**15.9.** Паросиловая установка работает по циклу Ренкина сухим насыщенным паром в пределах давлений  $p_1 = 1,6$  МПа и  $p_2 = 0,12$  МПа.

Для повышения экономичности установки был введен перегрев пара до 320  $^{0}$ С с сохранением прежних значений давлений  $p_{1}$  и  $p_{2}$ . Сравнить термический КПД установки в том и другом случаях.

OTBET:  $\eta_{t,1} = 18,6$  %;  $\eta_{t,2} = 19,8$  %.

**15.10.** Паросиловая установка работает по циклу Ренкина. Дано:  $p_1 = 1,0$  МПа;  $t_1 = 320$  <sup>0</sup>C;  $p_2 = 0,1$  МПа. Найти термический КПД установки и сравнить его с КПД установки, работающей при более высоком давлении  $p_1 = 1,8$  МПа, но при тех же значениях  $t_1$  и  $p_2$ .

OTBET:  $\eta_{t,1} = 18$  %;  $\eta_{t,2} = 21,4$  %.

**15.11.** Построить кривую термического КПД цикла Ренкина в зависимости от следующих начальных давлений пара: 0,8; 1,2; 1,5; 1,8; 2,0 МПа и при постоянных значениях конечного давления и начальной температуры ( $p_2 = 20$  кПа и  $t_1 = 400$  <sup>0</sup>C).

**15.12.** Построить кривую термического КПД цикла Ренкина в зависимости от конечных давлений, если начальное давление и температура остаются постоянными ( $p_1 = 2$  МПа и  $t_1 = 360$  <sup>0</sup>C), а конечное давление  $p_2$  принимает значения: 100; 80; 40; 20 и 10 кПа.

**15.13.** К паросиловой установке, работающей по циклу Ренкина с параметрами  $p_1 = 2,5$  МПа,  $t_1 = 360$  <sup>0</sup>С, присоединен конденсатор, в котором поддерживается вакуум 60 %. Найти параметры отработавшего пара  $x_2$ ,  $t_2$ ,

 $v_2$  и подсчитать относительную экономию пара по сравнению с работой при  $p_2 = 0,11$  МПа.

Ответ:  $x_2 = 0,88$ ;  $t_2 = 75,4$  °C;  $v_2 = 3,61$  м<sup>3</sup>/кг.

Относительная экономия пара составляет 19,2 %.

## 15.10. Контрольные вопросы

1) Почему в паросиловой установке, работающей по циклу Карно, необходим пароводяной компрессор, а в установке, работающей по циклу Ренкина, – водяной насос?

2) От каких величин в цикле Ренкина зависят удельный расход пара и удельная работа?

3) Какие преимущества дает применение пара высокого давления в паросиловых установках?

4) Почему в одинаковых температурных перепадах термический КПД регенеративного цикла выше термического КПД цикла Ренкина?

5) Почему в бинарных циклах термический КПД может быть выше, чем в циклах, в которых рабочим телом является водяной пар?

# 16. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Холодильные установки получили широкое распространение в различных областях деятельности людей. Они используются в химической и газовой промышленности, при сжижении газов, в пищевой промышленности, в строительстве тоннелей при замораживании грунта, в быту и т.д.

# 16.1. Обратный цикл Карно

Холодильные установки работают по обратным циклам. Наиболее экономичным из них, с термодинамической точки зрения, является обратный цикл Карно. Однако осуществить его в реальных условиях невозможно по тем же причинам, что и прямой цикл Карно (громоздкость установки, необратимость процессов, протекающих в реальных условиях). Тем не менее, обратный цикл Карно имеет такое же значение в хладотехнике, как и прямой цикл Карно в теплотехнике. В заданных температурных интервалах обратный цикл Карно является наиболее экономичным и может служить для всех холодильных циклов образцом для сравнения. *Ts*-диаграмма обратного цикла Карно приведена на рис. 16.1. Он такой же, как и прямой цикл Карно, и состоит из двух изотерм 2-3 и 4-1 и



Рис. 16.1. *Тs*-диаграмма обратного цикла Карно

двух адиабат 1-2 и 3-4, но в противоположность прямому циклу обратный цикл на диаграмме протекает против хода часовой стрелки.

Начнём рассмотрение этого цикла с точки 2, в которой рабочее тело (хладагент) имеет низшую температуру в цикле  $T_2$ . По нижней изотерме 2-3 происходит расширение хладагента, сопровождаемое подводом к нему удельной теплоты  $q_2$  от охлаждаемого тела при постоянной температуре  $T_2$ .

В точке 3 подвод теплоты к хладагенту прекращается и начинается адиабатное сжатие его с повышением температуры  $T_1$  (точка 4).

По верхней изотерме 4-1 происходит сжатие хладагента с отводом удельной теплоты  $q_1$  в теплоотдатчик при постоянной температуре  $T_1$ . В точке 1 отвод теплоты прекращается и хлад-агент адиабатно расширяется с понижением температуры от  $T_1$  до  $T_2$  (точка 2), после чего цикл повторяется.

В результате совершения обратного цикла Карно к хладагенту подводится удельная теплота  $q_2$ , графически определяемая пл. 2356, и от хладагента отводится удельная теплота  $q_1$ , определяемая пл. 1456. При этом затрачивается удельная работа  $l_0$ , измеряемая пл. 1432. Эта работа превращается в теплоту и вместе с теплотой, подведённой от охлаждающего тела, передаётся в теплоотдатчик:

$$q_1 = q_2 + l_0.$$

В итоге совершения обратного цикла Карно произошёл перенос теплоты с низшего температурного уровня  $T_2$  на высший температурный уровень  $T_1$ .

Экономичность обратного цикла Карно оценивается холодильным КПД

$$\chi = q_2/l_0 = q_2/(q_1 - q_2) = T_2/(T_1 - T_2)$$
(16.1)

или, поделив числитель и знаменатель правой части формулы (16.1) на *T*<sub>2</sub>, получим

$$\chi = 1/(T_1/T_2 - 1).$$

Подсчитанный по этой формуле холодильный КПД цикла Карно в заданном интервале температур имеет наивысшее значение.

В зависимости от условий протекания холодильных циклов холодильные установки можно разделить на три типа: компрессорные, пароэжекторные и абсорбционные.

Компрессорные холодильные установки, в свою очередь, делят на воздушные и паровые. В первых рабочим телом (хладагентом) является воздух, а во вторых – пары жидкости, имеющие низкие температуры кипения (0  $^{0}$ C и ниже).

# 16.2. Циклы воздушной компрессорной холодильной установки

Схема устройства воздушной компрессорной установки показана на рис. 16.2. Она состоит из холодильной камеры *l*, внутри которой по трубам, образующим испаритель, проходит охлаждённый воздух, забирая теплоту из холодильной камеры. Нагретый таким образом воздух из холодильной камеры поступает в компрессор *2*, где адиабатно сжимается и в таком состоянии направляется в холодильник *3*. Внутри холодильника расположены трубы с проточной охлаждающей водой. Соприкасаясь со стенками этих труб, воздух охлаждается и поступает в расширенный цилиндр (детандер) *4*, где адиабатно расширяется (с дальнейшим понижением температуры) до давления, при котором поступает в холодильную камеру, и затем цикл повторяется.





Рис. 16.2. Схема воздушной компрессорной установки



*Ts*-диаграмма цикла воздушной компрессорной холодильной установки показана на рис. 16.3. Здесь линия 4-1 – изобара расширения хладагента (воздуха) в холодильной камере, адиабата 1-2 – процесс сжатия в

компрессоре, изобара 2-3 — процесс отвода теплоты от воздуха в окружающую среду и адиабата 3-4 — процесс расширения в детандере до давления  $p_2$ .

На этой диаграмме пл. 4165 графически определяет удельную теплоту  $q_2$ , подводимую в охлаждаемой камере к воздуху – хладагенту, пл. 5326 – удельную теплоту  $q_1$ , передаваемую хладагентом окружающей среде, а площадь цикла 3-4-1-2 – удельную работу  $l_0$ , затрачиваемую на перенос теплоты из охлаждаемой камеры в окружающую среду.

Воздушные компрессорные холодильные установки были первыми холодильными установками. Сейчас они используются очень редко, так как теплоёмкость воздуха мала, и они получаются громоздкими и дорогими.

# 16.3. Цикл паровой компрессорной холодильной установки

Паровые компрессорные холодильные установки в настоящее время получили наибольшее распространение. В качестве хладагентов в таких установках используются жидкости с низкими температурами кипения. Из таких жидкостей наиболее часто используется аммиак. Однако аммиак ядовит. Поэтому в настоящее время, наряду с аммиаком, применяют другие неядовитые хладагенты, в частности, фреоны. Если цикл паровой компрессорной установки протекает в области влажных паров, т.е. между пограничными кривыми жидкости AB и пара DE (рис. 16.4), то показанный на этом рисунке цикл паровой холодильной установки на Ts-диаграмме может быть представлен в виде прямоугольника 1234. Этот цикл протекает следующим образом. В точке 3 показано состояние пара хладагента, поступающего в холодильную камеру после расширения в детандере. По изотерме (одновременно являющейся изобарой) 3-2 удельная теплота  $q_2$  в холодильной камере передаётся хладагенту, что сопровождается увеличением его паросодержания. В точке 2 паросодержание x<sub>1</sub> близко к единице. Точка 2 на диаграмме выбирается так, чтобы после адиабатного сжатия в компрессоре (линия 2-1) пар стал сухим насыщенным. Затем начинается отвод удельной теплоты  $q_1$  от хладоагента по изобаре (изотерме) 1-4, пар постепенно увлажняется и в конце этого процесса превращается в жидкость при температуре кипения, соответствующей давлению в холодильнике. По адиабате 4-3 происходит процесс расширения в детандере (расширителе) с понижением температуры от  $T_1$  до  $T_2$ , жидкость частично снова превращается в пар с очень небольшим паросодержанием x2. Далее процесс повторяется.

На рис. 16.4 видно, что чем длиннее линия 3-2, т.е. чем больше удельная теплота парообразования *r*, тем больше удельное количество теплоты может вынести хладоагент из холодильной камеры.

Нетрудно убедиться в том, что описанный цикл является циклом Карно, так как здесь подвод к рабочему телу (хладагенту) теплоты  $q_2$  и от-

вод от него теплоты  $q_1$  происходят по изотермам, а сжатие пара в компрессоре и расширение в детандере – по адиабатам. Таким образом, обратный цикл Карно можно рассматривать как идеальный цикл паровой компрес-

сорной холодильной установки, чего нельзя сказать о воздушной компрессорной паровой холодильной установке, в которой подвод и отвод тепла происходят по изобарам, не являющимися изотермами. Практически полностью такой цикл осуществить нельзя, потому что протеканию реального цикла сопутствуют необратимые процессы. Мало того, в цикл Карприходится преднамеренно но вносить изменение, которое тоже ухудшает его, но зато дает возможность создать такой цикл, который можно и целесообразно



Рис. 16.4. *Тs*-диаграмма цикла паровой компрессорной холодильной установки, протекающего в области влажного насыщенного пара

осуществить в реальных условиях. Это изменение состоит в том, что детандер 4 (см. рис. 16.2) заменяется дроссельным клапаном, в котором и происходит дросселирование – необратимое расширение хладагента от давления  $p_1$  до давления  $p_2$  без совершения работы. Замена детандера дроссельным клапаном резко уменьшает габаритные размеры установки и делает ее более дешевой и удобной в эксплуатации.

При такой замене *Ts*-диаграмма цикла принимает вид, показанный на рис. 16.5.

Процесс дросселирования показан здесь линией 1-2'. Этот необратимый процесс сопровождается ростом удельной энтропии, а, следовательно, и линия этого процесса идет не вертикально вниз, а с наклоном вправо. Положение точки 2' на диаграмме свидетельствует об уменьшении холодильной мощности установки, так как пл. 2357 уменьшилась на пл. 22'67. При этом отбор теплоты хладагентом в охлаждаемой камере начинается не от точки 2, а от точки 2'.

Однако существуют способы улучшения рассматриваемого цикла паровой компрессорной холодильной установки, а, следовательно, и увеличение его удельного количества подводимой теплоты. Один из таких способов состоит в том, что перенос теплоты заканчивается не в точке 1 (рис. 16.6), когда пар в хладагенте остается еще влажным и насыщенным, а продолжают до точки 1', когда он становится сухим насыщенным. При этом удельное количество отводимой теплоты цикла возрастает на  $\Delta q_2$ ,

определяемое пл. 11'56, для чего требуется затрата дополнительной работы компрессора  $\Delta l_0$  (пл. 11'2'2).



Рис. 16.5. *Тs*-диаграмма цикла паровой компрессорной холодильной установки с дроссельным клапаном



Рис. 16.6. *Тs*-диаграмма цикла паровой компрессорной холодильной установки с «сухим ходом» компрессора

Эта мера дает еще и другую выгоду чисто эксплуатационного характера. Дело в том, что когда отвод теплоты от холодильной камеры заканчивается в точке 1, в компрессор поступает пар, содержащий влагу. Такой пар, соприкасаясь со стенками цилиндра компрессора, конденсируется, и капельки жидкости оседают на стенках цилиндра (что нежелательно), получается так называемый «мокрый ход» компрессора.

Если же отбор теплоты  $q_2$  продолжить до точки 1' на диаграмме, то в компрессор будет поступать перегретый пар и конденсации в цилиндре не



Рис. 16.7. *Тs*-диаграмма типичного цикла паровой компрессорной холодильной установки

будет. Таким образом, получается «сухой ход» компрессора. В настоящее время применяют компрессоры только с «сухим ходом».

Увеличить удельное количество отводимой теплоты цикла можно и переохлаждением жидкости хладагента. Суть этого способа заключается в том, что передача теплоты  $q_1$  в окружающую среду не заканчивается в точке 3 (рис. 16.7), а продолжается по той же изобаре (которую можно считать совпадающей с нижней пограничной кривой жидкости) до точки 3', после чего уже проводится его дрос-

селирование (линия 3'-4'). В результате отбор теплоты из холодильной камеры начинается не в точке 4, а левее – в точке 4'. При этом удельное количество отводимой теплоты цикла увеличивается на  $\Delta q'_2$  (пл. 4'477').

Такой цикл является типичным для современных паровых компрессорных холодильных установок. В равных пределах температур его удельное количество отводимой теплоты выше, чем воздушной холодильной установки.

Холодильный коэффициент цикла, указанного на рис. 16.7, определяется по формуле

$$\chi = q_2/l_0 = (i'_1 - i'_4)/(i'_2 - i'_1),$$
но так как  $i'_1 - i'_4 = r - x'_4 \cdot r = r(1 - x'_4),$  то  
$$\chi = r(1 - x'_4)/(i'_2 - i'_1).$$

Если холодильную мощность цикла обозначить через  $\Phi$ , то массовый расход хладагента  $\dot{m}$  можно определить по формуле

$$\dot{m} = \Phi/q_2,$$

где q<sub>2</sub> – удельное количество отводимой теплоты.

### 16.4. Циклы пароэжекторной холодильной установки

Наряду с воздушными и паровыми компрессорными холодильными установками, получили распространение пароэжекторные и абсорбционные холодильные установки, которые тоже работают по обратным циклам, но существенно отличаются от компрессорных холодильных установок. Основное отличие пароэжекторных установок состоит в том, что в них охлаждение происходит не за счет внешней механической работы (например, механического привода компрессора), а за счет теплоты, подводимой при относительно высокой температуре, которая сначала превращается в

механическую энергию по прямому циклу, а затем эта энергия в обратном цикле используется для отвода теплоты. В таких установках повышение давления хладагента, необходимое для переноса теплоты из холодильной камеры в окружающую среду, происходит не повышением давления его в компрессоре, а за счет кинетической энергии рабочего пара, проходящего через эжектор.

Схема пароэжекторной холодильной установки показана на рис. 16.8. Цифрой *1* обозначена холодильная камера с испарите-



Рис. 16.8. Схема пароэжекторной холодильной установки

лем 2, по которому протекает влажный насыщенный пар хладагента при постоянном давлении  $p_2$ . Воспринимая здесь теплоту, пар подсушивается и при том же давлении по трубе 3 поступает в смесительную камеру эжектора 4. В эту же камеру поступает рабочий пар из котла 5 под давлением  $p_1$ . Образовавшаяся здесь смесь паров, поступивших из испарителя и котла, проходит через диффузор эжектора, где его давление повышается и становится равным  $p_3$ . Затем эта смесь направляется в конденсатор 6, там она, омывая трубки с охлаждающей водой, конденсируется. По выходу из конденсатора образовавшаяся там жидкость, разделяется на два потока. Один из них поступает в дроссельный клапан 7, где давление конденсата понижается до  $p_2$ , причем он снова превращается во влажный насыщенный пар и поступает в испаритель. На этом цикл заканчивается. Поток конденсата, идущий влево, поступает в питательный насос 8, где давление конденсата повышается до р<sub>1</sub>, и затем подается в котел 5. Здесь к конденсату подводится извне теплота  $q_1$ , которая превращает его в пар. По выходу из котла пар направляется в смесительную камеру эжектора 4, и здесь этот цикл завершается.

Таким образом, в рассматриваемой холодильной установке протекают два цикла. Один – прямой, в котором за счет теплоты  $q_1$  и высокой температуры совершается механическая работа в эжекторе. Этот цикл протекает в котле 5, эжекторе 4, конденсаторе 6 и питательном насосе 8.

Второй цикл – обратный. В этом цикле вынесенная из холодильной камеры I с паром хладагента теплота  $q_2$  при сжатии его в диффузоре переходит на более высокий температурный уровень, а затем передается в окружающую среду через охлаждающую воду, протекающую через конденсатор 6. Та часть холодильной установки, в которой протекает этот обратный цикл, состоит из холодильной камеры I с испарителем 2, эжектора 4, конденсатора 6 и дроссельного клапана 7.

Хладагентом в описываемой установке обычно является аммиак. В качестве рабочего пара могут быть использованы пары того же хладагента, т.е. аммиака.

Из приведенного описания установки видно, что отвод тепла происходит не за счет внешней механической работы, а за счет внешней теплоты  $q_1$ . Поэтому и эффективность такой установки оценивается не холодильным коэффициентом  $\chi = q_2/l_0$ , как в компрессорных холодильных установках, а коэффициентом использования теплоты

$$\varepsilon = q_2/q_1, \tag{16.2}$$

где  $q_2$  – удельное количество отводимой теплоты;  $q_1$  – удельная внешняя теплота, подводимая к рабочему телу.

Достоинствами описываемой холодильной установки являются компактность, что объясняется заменой сравнительно громоздкого компрессора диффузором, и возможность достижения очень низких температур. Однако с термодинамической точки зрения, пароэжекторные установки менее эффективны, чем компрессорные, из-за наличия в них эжектора, в котором протекает необратимый процесс сжатия.

# 16.5. Цикл абсорбционной холодильной установки

В абсорбционных холодильных установках отвод теплоты происходит так же, как и в пароэжекторных холодильных установках, не за счет механической энергии, а за счет теплоты внешнего источника высокой температуры. В качестве рабочего тела в таких установках применяется раствор из двух жидкостей с разными температурами кипения, полностью растворимыми друг в друге. Обычно такие растворы состоят из воды, имеющей температуру кипения 100 °С при атмосферном давлении, и аммиака, температура кипения которого при том же давлении -34 <sup>0</sup>C. Первая из этих жидкостей – вода – является абсорбентом (поглотителем), а вторая аммиак – хладагентом. Отношение массы аммиака к массе раствора называется массовым отношением аммиака. Когда оба компонента такого раствора находятся в жидком состоянии, т.е. когда его температура ниже -34 °С, массовое отношение 100 %. Если раствор подогревать, то после того как температура его, повышаясь, станет равной -34 °C, начнется выпаривание аммиака, и раствор будет находиться в двух фазах: жидкой и парообразной. По мере подогрева и приближения температуры раствора к температуре кипения воды массовое отношение жидкости уменьшается. В пределе, когда весь аммиак выпарится из раствора, массовое отношение последнего станет равным нулю, а пар будет представлять собой чистый аммиак (с незначительной примесью воды).

Схема абсорбционной машины приведена на рис. 16.9. Здесь 1 – котел, в котором находятся раствор в жидком состоянии и пары аммиака, образовавшиеся за счет подведенной извне удельной теплоты q<sub>1</sub>. Пары аммиака из котла поступают в холодильник 2, где происходит их конденсация при постоянном давлении, равном давлению в котле. По выходе из холодильника конденсат аммиака проходит через дроссельный клапан 3, в котором давление конденсата понижается, и затем поступает в



Рис. 16.9. Схема абсорбционной холодильной установки

испаритель 4, находящийся в холодильной камере 5. Проходя по испарителю, конденсат воспринимает тепло из камеры и превращается во влажный насыщенный пар. Этот пар поступает в паровое пространство абсорбера 6, охлаждаемого водой, где соприкасается с парами находящегося в нем аммиака. Так как температура пара, полученного из чистого аммиака, всегда ниже температуры пара, выпаренного из раствора с водой, то вследствие такого соприкосновения происходит конденсация поступившего в абсорбер пара и поглощение его раствором.

В результате совершения описанных процессов часть аммиака в виде пара отводится из котла и, проходя через холодильник и испаритель, поступает в абсорбер. Таким образом, массовое отношение раствора в котле уменьшается, а в абсорбере увеличивается.

Для того чтобы массовое отношение растворов в котле и абсорбере оставалось все время постоянным, производится перекачивание насосом 7 раствора с большим массовым отношением из абсорбера в котел, а раствор с меньшим массовым отношением поступает из котла в абсорбер. Ввиду того, что давление в котле выше, чем в абсорбере, раствор по пути из котла в абсорбер проходит через дроссельный клапан 8, в котором давление раствора понижается до давления в абсорбере.

Экономичность абсорбционной машины оценивается так же, как в пароэжекторной, коэффициентом использования теплоты  $\varepsilon$  по формуле (16.2).

# 16.6. Тепловой насос

Тепловым насосом называется специальное устройство для отопления помещений. По принципу действия тепловой насос может быть отнесен к холодильным машинам, так как он, как и эти машины, переносит теплоту в цикле с нижнего температурного уровня на верхний с затратой для этого в соответствии со вторым началом термодинамики внешней работы. Следовательно, цикл теплового насоса – это обратный цикл, как и циклы холодильных машин.

Однако используются холодильные машины и тепловой насос для разных целей. Цель работы холодильных машин состоит в том, чтобы поддерживать в холодильной камере постоянную и притом более низкую температуру, чем температура окружающей среды  $T_0$ . Для этого холодильные машины должны отводить из этой камеры теплоту, самопроизвольно проникающую в нее (несмотря на изоляцию) из внешней среды, и затем отводить эту теплоту в окружающую же среду, но при более высокой температуре.

Цель работы теплового насоса другая. Он должен поддерживать в помещении тоже постоянную, но более высокую температуру, чем  $T_0$ , за

счет отбора теплоты из окружающей среды. Эту теплоту тепловой насос переносит на более высокий температурный уровень, соответствующий температуре в помещении, где она воспринимается водой, циркулирующей в отопительной системе. Таким образом, компенсируется самопроизвольный переход теплоты из отапливаемого помещения в окружающую среду.

Схема теплового насоса показана на рис. 16.10. Здесь цифрой 1 обозначен испаритель, в котором происходит превращение конденсата холодильного агента в парообразное состояние. В этом процессе к конденсату подводится теплота из окружающей среды. Такой средой в данном случае является вода, забираемая из водоема и прокачиваемая через испаритель насосом 2. Получившийся в испарителе пар хладагента отводится в компрессор 3, где он сжимается с повышением температуры, после чего направляется в конденсатор 4. Здесь пар конденсируется, а выделившаяся при этом теплота воспринимается водой, циркулирующей в отопительной системе 5, обогревающей помещение 6. Конденсат же, пройдя через редукционный вентиль 7 для понижения давления, поступает в испаритель.



Рис. 16.10. Схема теплового насоса

Эффективность теплового насоса оценивается отопительным коэффициентом

$$\varphi = q_1 / l_0,$$

где  $q_1$  – количество теплоты, сообщаемое нагреваемому объекту;  $l_0$  – работа, подводимая в цикле.

Если в целях отопления используют определенную холодильную машину с холодильным коэффициентом  $\chi$ , то  $q_1 = q_2 + l_0$ . Тогда

$$\varphi = \chi + 1. \tag{16.3}$$

Следовательно, чем выше холодильный коэффициент, тем выше и отопительный коэффициент.

Так как в тепловом насосе  $q_1 > l_0$ , то и  $\varphi > 1$ . Значение отопительного коэффициента в реальных тепловых насосах равно 3...5.

Если бы тепловой насос работал по циклу Карно, то с учетом формул (16.1) и (16.3)

$$\varphi = \frac{T_1}{T_1 - T_2}.$$

При постоянной температуре нижнего источника теплоты  $T_2$  эффективность теплового насоса будет зависеть от температуры, при которой рабочее тело отдает теплоту в отопительную систему. Этой температурой и нужно руководствоваться при выборе теплоносителя.

### 16.7. Контрольные вопросы

1) Что такое холодильный коэффициент?

2) Какие холодильные установки работают за счет затрат механической работы?

3) Какие холодильные установки работают за счет теплоты высокой температуры?

4) В каких случаях получается «сухой ход» компрессора?

5) Какие существуют способы улучшения цикла паровой компрессорной холодильной машины?

6) На каком принципе основана работа абсорбционной холодильной установки?

7) Какова цель использования тепловых насосов?

# 17. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

# 17.1. Основные характеристики влажного воздуха

Атмосферный воздух является смесью сухого воздуха и водяных паров, поэтому может быть назван *влажным воздухом*. В технике атмосферный воздух получил широкое применение. В некоторых технических устройствах он является основным рабочим телом, как, например, в воздушных холодильных установках, воздухоохладителях и других теплообменных устройствах, в сушильных устройствах, где с помощью воздуха производится подсушка материалов (например, древесины). В других технических устройствах атмосферный воздух может являться важной составной частью рабочих тел, например: продуктов сгорания в двигателях внутреннего сгорания и газовых турбинах, в топочных устройствах котельных агрегатов и пр. Во всех этих случаях содержание влаги может изменяться в широких пределах, и в расчетах с этим приходится считаться.

Известно, что атмосферный воздух обладает ограниченной способностью поглощать влагу извне. Поэтому, если при расчете сушильного устройства неправильно определить объем проходящего через нее воздуха, то может получиться так, что воздуха окажется недостаточно, тогда часть испарительной влаги не будет вынесена из сушильного устройства, или если будет проходить воздуха в большем объеме, чем это необходимо, то часть его пройдет неиспользованной. То и другое экономически не выгодно. Газообразные продукты сгорания, покидая котельный агрегат, имеют относительно высокую температуру и соответствующий запас внутренней энергии. Часть ее используют в водяном экономайзере и в воздухоподогревателе для подогрева воздуха, поступающего в топку. При расчете устройств, в которых подогреваются вода или воздух, не допускается, чтобы температура газов в них понижалась до температуры, при которой начинается конденсация паров воды, иначе, оседая на стенках этих устройств, конденсат вызовет их коррозию, а это сократит срок службы таких устройств.

Приведенные примеры показывают необходимость знания свойств влажного воздуха и прежде всего знания его технических характеристик.

Одной из таких характеристик является влагосодержание *d* – отношение массы паров воды к массе сухого воздуха:

$$d = m_{\rm n}/m_{\rm B},\tag{17.1}$$

где *m*<sub>в</sub> – масса паров воды; *m*<sub>с</sub> – масса сухого воздуха.

Влажный воздух можно рассматривать как смесь идеальных газов и применять к нему закон Дальтона, согласно которому

$$p = p_{\scriptscriptstyle \rm B} + p_{\scriptscriptstyle \rm II}, \tag{17.2}$$

где *р* – давление влажного воздуха; *p*<sub>п</sub> и *p*<sub>в</sub> – парциальные давления соответственно пара и воздуха.

Напишем уравнения состояния для сухого воздуха и пара:

$$p_{\rm B}V = m_{\rm B}R_{\rm B}T,$$
$$p_{\rm \Pi}V = m_{\rm \Pi}R_{\rm \Pi}T.$$

Произведя почленное деление этих двух уравнений состояния, получим:

$$p_{\rm B}/p_{\rm II} = (R_{\rm B}/R_{\rm II})(m_{\rm B}/m_{\rm II}).$$

После подстановки значений  $R_{\rm B}$ =287,1 Дж/(кг·К) и  $R_{\rm n}$ = 461,5 Дж/(кг·К) из приложения 3 получим:

$$p_{\rm B}/p_{\rm II} = 0,622(m_{\rm B}/m_{\rm II}).$$

или, используя уравнение (17.1),

$$p_{\rm B}/p_{\rm II} = 0,622/d.$$

После подстановки значения  $p_{\rm B}$  из формулы (17.2) можем записать  $(p-p_{\rm m})/p_{\rm m} = 0.622/d,$ 

откуда

$$d = 0.622 p_{\rm n} / (p - p_{\rm n}). \tag{17.3}$$

Из уравнения (17.3) следует, что при постоянном давлении влажного воздуха p с увеличением влагосодержания d будет расти парциальное давление пара  $p_{п}$ . Процесс увлажнения будет происходить до тех пор, пока насыщенность воздуха не достигнет максимального значения, соответствующего данному давлению влажного воздуха. В связи с этим выявляется необходимость оценки качества влажного воздуха по степени его увлажненности. Для такой оценки вводятся две технические характеристики: *абсолютная* и *относительная* влажность воздуха. Абсолютная влажность воздуха представляет собой отношение массы водяных паров в воздухе к объёму влажного воздуха.

Как следует из этого определения, абсолютная влажность воздуха равна плотности пара при его парциальном давлении и температуре влажного воздуха  $\rho_{n}$ :

$$\rho_{\rm m}=m_{\rm m}/V_{\rm B},$$

где  $V_{\rm B}$  – объем влажного воздуха, м<sup>3</sup>.

Если, не изменяя давление, увлажнять воздух, то когда его влагосодержание достигнет значения  $d_{\text{max}}$ , а парциальное давление пара – значения  $p_{\text{n} \text{ max}}$ , плотность пара, содержащегося в воздухе, станет максимальной  $\rho_{\text{max}}$ .

Отношение плотности пара при заданном давлении к его максимальной плотности называется относительной влажностью  $\varphi$ :

$$\varphi = d/d_{\max} = \rho/\rho_{\max}.$$

Значение  $\varphi$  может изменяться от 0 для сухого воздуха до 1 (или 100 %) для насыщенного воздуха.

Если температура влажного воздуха равна или меньше температуры кипения при заданном давлении влажного воздуха, то  $\rho_{\text{max}}$  равно плотности сухого насыщенного пара (при заданной температуре)  $\rho''$ .

Если же температура воздуха выше температуры кипения при заданном давлении смеси, то это значит, что пар в воздухе находится в перегретом состоянии. В этом случае плотность перегретого пара  $\rho$  меньше плотности  $\rho_{\text{max}}$  и ее следует вычислять по таблицам перегретого пара, из которых берется значение удельного объема перегретого пара v при давлении и температуре влажного воздуха, а затем подсчитывается плотность по формуле  $\rho = 1/v$ .

Если водяной пар, содержащийся в воздухе, находится в перегретом состоянии и если такой воздух охлаждать, не изменяя парциальное давление пара, то в некоторый момент он станет насыщенным. Температура, при которой это произойдет, называется *точкой росы*. В этот момент относительная концентрация водяных паров будет равна 100 %.

Удельная энтальпия влажного воздуха  $i_x$  равна сумме удельных энтальпий сухого воздуха  $i_B$  и водяного пара  $di_{\Pi}$ :

$$i_{\rm x} = i_{\rm B} + di_{\rm m}$$

Удельная энтальпия сухого воздуха равна

 $i_{\rm B} = c_{\rm p} t$ .
#### 17.2.Понятие о *id*-диаграмме влажного воздуха

На *id*-диаграмме (рис. 17.1) по оси ординат откладываются значения удельных энтальпий влажного пара *i*, а по оси абсцисс – значения влагосодержания d.

Для удобного взаимного расположения линий, наносимых на *id*диаграмму, она строится в косоугольных координатах, в которых ось абсцисс проводится под углом 135<sup>°</sup> к оси ординат, что дает возможность сделать эту диаграмму компактной.



Рис. 17.1. Схема *id*-диаграммы влажного воздуха

При таком взаимном расположении осей координат линии постоянных значений удельной энтальпии (i = const), которые должны быть параллельны оси абсцисс, идут наклонно. Однако, чтобы удобнее было производить на диаграмме отсчет, из начала координат 0 проводится горизонталь 0N, на которую спроектированы значения удельной энтальпии  $i_1, i_2, i_3, ...$ При этом линии постоянных значений влагосодержания  $d_1, d_2, d_3, ...$  идут в виде прямых, параллельных оси ординат. Кроме того, на *id*-диаграмме наносят изотермы  $t_1, t_2, t_3, \ldots$  и линии постоянных значений относительной влажности  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \dots$  (начиная от  $\varphi = 5 \%$  до  $\varphi = 100 \%$ ). Эти линии строят только до изотермы 100 °C, т.е. до тех пор, пока парциальное давление

пара в воздухе  $p_{n}$  меньше атмосферного давления p. В тот момент, когда  $p_{n}$  станет равным p, эти линии теряют физический смысл, что видно из уравнения (17.3), в котором при  $p_{n} = p$  массовое отношение  $d = \infty$ .

Кривая постоянного относительного значения  $\varphi = 100$  % делит всю диаграмму на две части. Та ее часть, которая расположена выше этой линии – это область влажного ненасыщенного воздуха, в которой пар находится в перегретом состоянии. Часть диаграммы ниже линии  $\varphi = 100$  % – область влажного насыщенного воздуха.

Кроме перечисленных линий в верхней части диаграммы (над линией  $\varphi = 100$  %) проведены еще линии постоянных истинных температур мокрого термометра  $t_{M,1}$ ,  $t_{M,2}$ ,  $t_{M,3}$ , ... используемые в расчетах, связанных с процессами сушки в закрытых помещениях. Если процесс сушки производится нагретым воздухом, то относительное влагосодержание его при этом повышается вследствие испарения влаги. Если внутреннее пространство сушильной камеры изолировано от теплового воздействия внешней среды, то теплота, необходимая для испарения, может быть получена только за счет уменьшения внутренней энергии воздуха, находящегося в камере. Такой процесс сушки может рассматриваться как адиабатный.

Если его вести до полного насыщения воздуха, т.е. линию этого процесса на *id*-диаграмме довести до пограничной кривой  $\varphi = 100$  %, например, до точки *a* на рис. 17.1, то температура воздуха, состояние которого определяется этой точкой, будет температурой адиабатного насыщения, или *истинной температурой мокрого термометра*. Этот термометр имеется в *психрометрах* – приборах для определения относительной влажности воздуха.

В таких приборах устанавливаются два одинаковых термометра, но у одного из них шарик свободно омывается окружающим воздухом и показывает температуру этого воздуха, а шарик другого термометра обернут влажной тканью. В таких условиях мокрый термометр показывает температуру насыщенного воздуха, которая в процессе испарения остается постоянной и притом ниже температуры сухого термометра.

По мере выпаривания влаги воздух все больше насыщается парами воды, температура его понижается и, когда влажность станет максимальной ( $\varphi = 100$  %), температура сухого термометра понизится до истинной температуры мокрого термометра и станет определяться изотермой, на которой лежит точка *a*, т.е. изотермой  $t_{m,s}$ .

Истинная температура мокрого термометра всегда несколько ниже температуры, показываемой этим термометром. Это объясняется тем, что достичь полной адиабатности процесса выпаривания не удается из-за проникновения в сушильную камеру теплоты извне и теплового воздействия на шарик мокрого термометра предметов, находящихся в камере. Для уменьшения влияния такого воздействия мокрый термометр обдувается сильной струей воздуха от вентилятора и защищается экраном. Тем не менее, в показания мокрого термометра нужно вносить поправку на выступающий столбик ртути, подсчитываемый по специальной формуле. Таким образом, получается значение истинной температуры мокрого термометра.

При построении на *id*-диаграмме линий  $t_{\rm M}$  = const эта поправка учтена, и температуры, определяемые с помощью этих линий, являются истинными температурами мокрого термометра.

Познакомимся с некоторыми задачами, которые решаются по *id*диаграмме.

Подогрев. Поскольку в этом процессе влагосодержание остается постоянным, линия этого процесса должна идти вертикально вверх.

*Испарение*. Если считать удельную энтальпию жидкости (воды) равной нулю, то теплота, взятая из воздуха для испарения влаги, вернется в воздух вместе с выпаренной влагой. Таким образом, в этом процессе удельная энтальпия воздуха не изменится. Следовательно, процесс испарения идет по линии i = const.

Адиабатное испарение (в ограниченном объеме) идет по линии  $t_{\rm M}$  = const.

Нахождение точки росы. Определив по двум параметрам, например,  $\varphi$  и *t* или  $t_{\rm M}$  и *t*, или другим, состояние заданного воздуха (пусть это будет точка 1 на рис. 17.2), нужно провести от нее вертикаль до пограничной кривой  $\varphi = 100 \%$  (точка 2 на этом же рисунке). Тогда изотерма  $t_2$ , на которой лежит точка 2, определит температуру точку росы воздуха заданного состава.



Рис. 17.2. Нахождение точки росы на *id*-диаграмме

#### 17.3. Примеры решения задач

#### Пример 17.1

Воздух в калорифере с начальными параметрами  $\varphi = 80 \%$  и  $t_1 = 30 \ ^0$ C подогревается до 70  $^0$ C. Определить конечное состояние воздуха.

#### Решение.

Находим на *id*-диаграмме начальное состояние воздуха на пересечении линий  $\varphi = 80$  % с изотермой  $t_1 = 30$  °C и из нее проводим вертикаль до изотермы  $t_2 = 70$  °C. Так находим точку, определяющую состояние воздуха после подогрева в калорифере. На *id*-диаграмме находим, что в этой точке

влагосодержание d = 5 г/кг, удельная энтальпия  $i_2 = 130$  Дж/кг и относительная влажность воздуха  $\varphi_2 = 12$  %.

# Пример 17.2

Начальное состояние влажного воздуха при атмосферном давлении задано параметрами:  $t_1 = 25$  <sup>0</sup>C,  $\varphi = 70$  %. Воздух охлаждается до температуры 15 <sup>0</sup>C.

Определить, сколько влаги выпадет из каждого килограмма воздуха. *Решение*.

Влага, которая выпадет из каждого килограмма, равна разности влаги точки росы при данных параметрах и влаги при начальных параметрах:

$$d = d_{100} - d_{70}.$$

Начальное влагосодержание определяем так: проводим на *id*-диаграмме линию по изотерме  $t_1 = 25$  <sup>o</sup>C до пересечения с линией влажности  $\varphi = 70$  %. Из полученной точки 1 опускаем прямую до пересечения с осью абсцисс, получим  $d_{70} = 13, 4 \frac{\Gamma}{\kappa\Gamma \text{ возд.}}$ . Затем из точки 1 проводим линию, параллельную линиям энтальпий, до пересечения с изотермой t = 15 <sup>o</sup>C. Из полученной точки опускаем прямую до пересечения с осью абсцисс. Полученной точки опускаем прямую до пересечения с осью абсцисс. Полученной точки опускаем прямую до пересечения с осью абсцисс.

чим  $d_{100} = 16,5 \frac{\Gamma}{\kappa\Gamma \text{ возд.}}$ . Тогда

$$d = 16,5 - 13,4 = 3,1 \frac{\Gamma}{\kappa \Gamma. B03 \mathcal{I}}.$$

Пример 17.3



Рис. 17.3. Нахождение истинной температуры мокрого термометра на *id*-диаграмме

Из влажного воздуха при температуре  $t_1 = 95$  <sup>0</sup>C и относительной влажности  $\varphi = 10$  % адиабатно испаряется вода. Определить истинную температуру мокрого термометра.

Решение.

На *id*-диаграмме на пересечении изотермы  $t_1 = 95$  <sup>0</sup>С и линии  $\varphi = 10$  % находим точку 1 начала процесса (рис. 17.3). Из этой точки проведем линию  $t_{\rm M} = {\rm const}$  до пограничной кривой  $\varphi = 100$  %. Полученная точка 2 принадлежит изотерме  $t_{\rm M} = 48$  <sup>0</sup>C.

### Пример 17.4

В сушильной установке при атмосферном давлении производится подсушка топлива с помощью воздуха. От начального состояния с температурой  $t_1 = 20$  <sup>0</sup>C и относительной влажностью  $\varphi_1 = 40$  % воздух предварительно подогревается до температуры  $t_2 = 80$  <sup>0</sup>C и далее направляется в сушильную камеру, где в процессе высушивания топлива воздух охлаждается до 35 <sup>0</sup>C.

Найти необходимое количество теплоты q для нагревания 1 кг воздуха, параметры воздуха на выходе из сушильной камера и количество воды, которое отбирает каждый килограмм воздуха от топлива. Считать, что тепловые потери отсутствуют. Определить также максимальное количество воды, которое мог бы унести с собой 1 кг воздуха, если бы он направлялся в сушильную камеру без предварительного подогрева.

Решение.

Задачу решаем с помощью *id*-диаграммы. Необходимое количество теплоты *q* найдем по формуле

$$q = c_{\mathcal{CM}}(t_2 - t_1),$$

где *с*<sub>см</sub> – средняя теплоемкость смеси сухого воздуха и водяных паров.

Поскольку массовый состав смеси неизвестен, то среднюю теплоемкость смеси определить не предоставляется возможным. Определим количество необходимой теплоты  $q = i_2 - i_1$  по *id*-диаграмме.

Энтальпии  $i_1$  и  $i_2$  находим следующим образом. По изотерме  $t_1=20$  <sup>0</sup>C проводим вертикальную линию до пересечения с линией относительной влажности  $\varphi = 40$  %. Из полученной точки проводим линию, параллельную линиям энтальпий, до пресечения с осью ординат и получим значение  $i_1 = 35$  кДж/кг. Значение энтальпии  $i_2$  находим аналогично. Поскольку подогрев идет при постоянном влагосодержании, то линия процесса подогрева пойдет вверх от точки 1 до пересечения с изотермой  $t_2 = 80$  <sup>0</sup>C. Из полученной точки проводим линию, параллельную линиям энтальпий, до пересечения с осью ординат и полученной  $t_2 = 80$  <sup>0</sup>C. Из полученной точки проводим линию, параллельную линиям энтальпий, до пересечения с осью ординат и получаем  $i_2 = 96$  кДж/кг.

Тогда

$$q = 96 - 35 = 61$$
 кДж/кг.

Для определения количества воды, унесенной 1 кг воздуха, необходимо по *id*-диаграмме найти начальное влагосодержание воздуха  $d_1$  и влагосодержание  $d_2$  при остывании воздуха в процессе сушки до  $t_3 = 35$  <sup>0</sup>C, т.е.

$$d_{BO\partial bl} = d_2 - d_1.$$

Начальное влагосодержание найдем, опустив из точки 1 линию на ось абсцисс. Получим  $d_1 = 6$  г/кг. Конечное влагосодержание  $d_2$  находим так: из точки 2 проводим линию, параллельную линиям энтальпий, до пересечения с изотермой  $t_3 = 35$  <sup>0</sup>C. Из полученной точки 3 опускаем прямую

на линию абсцисс и получаем:  $d_2 = 24$  г/кг. Тогда  $d_{воды} = 24 - 6 = 18$  г/кг. При этом относительная влажность  $\varphi_2 = 66$  %.

Поскольку идет процесс испарения влаги, то теплота, взятая из воздуха для испарения, снова вернется в воздух вместе с выпаренной влагой. Таким образом, в этом процессе удельная энтальпия не изменяется, то есть процесс идет по линии i = const. Поэтому из точки 2 (t = 80 <sup>0</sup>C) проводим линию, параллельную линиям энтальпий, до пересечения с осью ординат и получим i = 96 кДж/кг.

Если воздух не подогревать, то, обладая меньшим теплосодержанием и остывая до температуры точки росы ( $\varphi = 100$  %), он испарит меньше влаги. Влагосодержание  $d_3$  определим следующим образом. Из точки 1 проводим линию, параллельную линиям энтальпий, до пересечения с линией влажности  $\varphi = 100$  %. Из полученной точки 4 проводим вертикаль до пересечения с осью абсцисс и получим  $d_3 = 9,1$  г/кг. Тогда

$$d_{BOObl} = d_3 - d_1 = 9, 1 - 6 = 3, 1 - \frac{\Gamma}{\kappa \Gamma \text{ сухого воздуха}}$$

#### 17.4. Задачи

17.1. При определении состояния влажного воздуха с помощью психрометра зафиксировано, что «сухой» термометр показывает 20  $^{0}$ C, а «мокрый» 15  $^{0}$ C.

Найдите влагосодержание d, относительную влажность  $\varphi$ , энтальпию i, а также температуру точки росы для этого воздуха.

Ответ: d = 9,2 г/кг;  $\varphi = 62$  %, i = 43 кДж/кг,  $t_p = 12,6$  °C.

17.2. Состояние воздуха задано параметрами t = 25 <sup>0</sup>C,  $\varphi = 0,6$ . С помощью таблиц водяного пара определить парциальное давление водяных паров в воздухе.

Ответ:  $p_n = 1,9$  кПа.

**17.3.** Состояние влажного воздуха при температуре 20 <sup>°</sup>C определяется с помощью гигрометра, которым измерена точка росы, равная 10 <sup>°</sup>C.

Определить относительную влажность  $\phi$ , влагосодержание d и энтальпию i влажного воздуха.

Ответ:  $\varphi = 52$  %, d = 7,8 г/кг, i = 40 кДж/кг.

17.4. Состояние влажного воздуха задано параметрами: t = 25 <sup>0</sup>C,  $\varphi = 0,6$ . С помощью таблиц водяного пара определить давление водяных паров в воздухе.

Ответ:  $p_n = 1,9$  кПа.

# 17.5. Контрольные вопросы

1) Что такое абсолютная влажность воздуха?

2) Что такое относительная влажность воздуха?

3) Линии каких процессов нанесены на id-диаграмме?

4) Что такое истинная температура мокрого термометра?

5) Как находится на id-диаграмме точка росы?

# 18. ЗАЩИТА БИОСФЕРЫ

# 18.1. Выбросы вредных продуктов сгорания в атмосферу

Биосфера – внешняя оболочка Земли, занятая живыми организмами. Она включает в себя атмосферу, почву и океаны. В результате деятельности человечества (индустриализация, развитие сельского хозяйства, урбанизация городов) в биосферу вносятся новые, несвойственные ей вещества, многие из которых оказываются физиологически активными и вредными. К вредным веществам следует отнести и отходы при горении топлива на тепловых электростанциях, к которым относятся:

1) *сернистый ангидрид* SO<sub>2</sub>, который образуется при горении серы топлива. Выброс его в атмосферу через дымовые трубы составляет сотни миллионов тонн в год. Наличие сернистых соединений в атмосфере губительно для растительного и животного мира;

2) токсичные о*кислы азота* NO<sub>x</sub>, которых выбрасывается примерно вполовину меньше, чем сернистых соединений;

3) углекислый газ CO<sub>2</sub>, который, как и все трехатомные газы, создает парниковый эффект, пропуская к Земле солнечную радиацию, но не дает обратного выхода тепловому излучению;

4) *окись углерода* СО (угарный газ), который появляется от сжигания топлива при недостатке кислорода и является очень токсичным;

5) канцерогенное вещество – бенз(а)пирен С<sub>20</sub>Н<sub>12</sub>;

6) летучая зола с механическим недожогом, которая способствует росту отражения солнечных лучей в космос, что понижает температуру атмосферы.

При работе паровых котлов в водоемы сбрасываются сточные воды после промывок котлов, мокрых золоуловителей, из системы гидрозолоудаления и так далее.

Снижение или полное прекращение экологически вредных сбросов требует изменения производственной психологии инженера, идеалом которого должно стать замкнутое и безвредное производство.

Содержание серы в рабочем топливе колеблется от 0 до 3,5 %. При содержании серы до 0,5 % влияния на биосферу практически не наблюда-

ется. При высоком содержании серы и температуры в топке свыше 1550  $^{0}$ С образуется серный ангидрид SO<sub>3</sub>. Он хорошо растворяется в воде с образованием серной кислоты. Это вызывает коррозию поверхностей нагрева котла и металлических частей дымовой трубы, а также приносит вред флоре и фауне. Сократить выбросы двуокиси серы можно следующими мероприятиями:

а) предварительным извлечением серы на специализированных предприятиях;

б) связыванием окислов серы, введением в топку известняка в процессе сжигания топлива в кипящем слое;

в) очисткой дымовых газов от CO<sub>2</sub> химическим путем.

Все эти способы требуют больших капитальных вложений, усложняют эксплуатацию и требуют сооружения рядом с котельным цехом дорогого и сложного химического цеха.

Окись углерода СО, попадая в живой организм, отнимает кислород и быстро разлагает кровь. Причина образования СО, как уже отмечалось, – нехватка кислорода при горении топлива до полного окисления углерода в CO<sub>2</sub>. Поэтому во время сжигания необходимо поддерживать необходимый избыток воздуха.

Окись азота  $NO_x$  при горении топлив имеет две степени окисления: NO и  $NO_2$ . Двуокись азота сильно токсична, бурого, временами оранжевого цвета, образуется за счет доокисления NO при длительном пребывании в зоне высоких температур в топке. Основную роль в окислении азота играют образование атомарного кислорода при температуре выше 1550  $^{0}$ C, высокая концентрация кислорода и длительное пребывание топлив в зоне горения. Отсюда вытекают меры по борьбе с интенсивным образованием окислов азота:

а) поддержание температуры в зоне активного горения топлива не выше 1500...1550 <sup>0</sup>C;

б) поддержание на невысоком уровне избытка воздуха (1,0...1,05).

в) сокращение до минимума времени пребывания топлива в зоне максимальных температур.

Считается, что в топках котлов образуется 95...97 % NO и только 1...5 % NO<sub>2</sub>. Содержание окислов азота в дымовых газах колеблется от 0,2 до 1,2 г/м<sup>3</sup>.

В последние годы появилось два перспективных направления для подавления образования окислов азота. Это организация ступенчатого горения и применение специальных горелок. Оба мероприятия направлены на уменьшение температуры горения при сниженном коэффициенте избытка воздуха. Так, при двухступенчатом горении топлива выше ядра горения подается через сопло воздух, чем снижается температура горения. Современные горелки должны равномерно во всем объеме перемешивать топливо и воздух, чем уменьшается коэффициент избытка воздуха. Это позволяет уменьшить выбросы окислов азота при сжигании твердого топлива почти в два раза, с 0,9 до 0,5 %.

При сгорании топлив, особенно богатых углеводородами, например мазута, с низким коэффициентом избытка воздуха и плохим перемешиванием, в продуктах сгорания обнаруживаются тяжелые углеводороды, в основном бенз(а)пирен – очень токсичное твердое вещество. Для борьбы с ним необходим полный выжиг горючих газов топлива. Его количество в дымовых газах колеблется от 0 до 100 мкг/100 м<sup>3</sup>.

Паросиловая установка, работающая на твердом топливе, запыляет атмосферу летучей золой и отчасти коксовым остатком в механическом недожоге. Для снижения вредного их воздействия на живые организмы применяется самый простой, но не самый разумный метод – токсичные газы и зола рассеиваются на большом радиусе вокруг электрических станций из высоких дымовых труб. Рассеивание в атмосфере выбросов из дымовых труб нормируется предельно допустимыми концентрациями (ПДК) содержания вредностей в атмосферном воздухе, замеряемых на уровне (1,5 м) дыхательных органов человека. Предельно допустимые концентрации, действующие в России, представлены в табл. 18.1.

Таблица 18.1

Наимено-	Фор-	ПДК,	мг/м <sup>3</sup>	Наимено-	Фор-	ПДК,	, мг/м <sup>3</sup>
вание	мула	Макси-	Средне-	вание	мула	Макси-	Средне-
		мально	суточ-			мально	суточ-
		разовая	ная			разовая	ная
Двуокись	NO.	0.085	0.085	Серово-	H.S	0.008	0.008
азота	1102	0,085	0,085	дород	H <sub>2</sub> S 0,008		0,008
Окись	NO	0.250	0.250	Окись	CO	3 000	1 000
азота	NO	0,230	0,230	углерода	0	3,000	1,000
Пятиокись	VO		0.002	Бенз(а)-	СЦ		0.000001
ванадия	$\mathbf{v}_2\mathbf{O}_5$	-	0,002	пирен	$C_{20} I_{12}$	-	0,000001
Серни-				Сажа			
стый	$SO_2$	0,500	0,050	(копоть)	С	0,150	0,050
ангидрид							
Серный	50	0.200	0.100	Пыль не-		0.500	0 150
ангидрид	$50_3$	0,300	0,100	токсичная	-	0,300	0,130

Предельно допустимые концентрации вредных веществ в атмосфере

Дымовые трубы строятся главным образом большой высоты (свыше 300 м) и имеют повышенную устойчивость и механическую прочность, а самое главное создают мощный ствол выбросов горячих дымовых газов и, тем самым, как бы на десятки метров искусственно увеличивают высоту трубы, то есть самотягу и дальность рассеивания выбросов.

# 18.2. Золоулавливание

При камерном сжигании твердых топлив зола улавливается искусственно или оседает самостоятельно в топке в виде шлака от 10 до 40 % ее общей массы. Остальная часть золы оседает в различных золоуловителях и фильтрах. Очистка газов от золы на современных ТЭЦ доходит до 99 %.

#### 18.3. Обезвреживание сточных вод ТЭС

Сброс загрязненных сточных вод после предпусковых и эксплуатационных химических промывок и консервации оборудования заставляет создавать на ТЭС систему химической очистки сточных вод. На угольных ТЭС имеется значительный сток технической воды, это – система гидрошлакозолоудаления (ГЗУ). Вода ГЗУ, имея почти постоянный расход и высокую щелочность, подщелачивает почву. Часть щелочной воды ГЗУ нейтрализуется подкисленной промывочной водой, остальная поступает в систему химической очистки сточных вод.

Благодаря наличию в оборотных системах ГЗУ золоотстойников с большой площадью вода осветляется и возвращается в систему рециркуляции в количестве более 50 %. Если к ней добавлять подкисленную воду химических промывок, то в системе шлакозолоудаления окажется почти нейтральная вода, что является простым способом частичной нейтрализации.

Для газомазутных котельных, не имеющих систему гидрозолоудаления, вся отмывочная вода подвергается очистке.

#### 18.4. Радиоактивные отходы

Необходимо иметь в виду, что и обычные ТЭС, наряду с общеизвестными выбросами, выбрасывают с дымовыми газами радиоактивные изотопы калия и урана, содержащиеся в ископаемом топливе.

При работе АЭС образуются три вида радиоактивных отходов: твердые, жидкие и газообразные. Твердыми отходами АЭС являются части демонтированного оборудования, отработанные фильтры, мусор и так далее. Все это подлежит захоронению. Жидкими отходами АЭС являются остатки воды после выпарки радиоактивных вод, дезактивационные растворы и так далее. Все выбрасываемые в атмосферу радиоактивные газовоздушные потоки подвергаются очистке и затем рассеиваются через высокие вентиляционные трубы.

Практика эксплуатации АЭС показала, что реальные выбросы в десятки и даже сотни раз ниже предельно допустимых норм.

#### 18.5. Контрольные вопросы

1) Какие вредные вещества образуются при сгорании топлива на ТЭС?

2) Какие существуют меры борьбы с образованием окислов азота?

3) Какие виды радиоактивных отходов образуются при работе АЭС?

# 19. РАСЧЕТ ВРЕДНЫХ ВЫБРОСОВ С ПРОДУКТАМИ СГОРАНИЯ

#### 19.1. Расчеты образования оксидов азота

В п. 18.1 отмечалось, что в топках паровых котлов при горении топлива образуются оксиды азота двух типов – оксид NO и диоксид NO<sub>2</sub>. Доокисление NO до NO<sub>2</sub> происходит в атмосфере под действием озона. В газовых выбросах ТЭС концентрация оксидов азота составляет 0,2...1,2 г/м<sup>3</sup>.

Оксиды азота образуются при сгорании топлива в ядре факела тремя возможными путями:

1) *топливные* оксиды азота образуются при температуре газовой среды 800...2100 К за счет азота, входящего в состав топлива;

2) *термические* – образуются при высоких температурах факела (более 1600 K) за счет окисления азота воздуха;

3) *быстрые* – образуются при контакте промежуточных углеводородных соединений топлива (при сжигании газа и мазута) с азотом воздуха поступающего в топку в начальной зоне горения факела при температуре выше 1000 К.

# 19.2. Образование термических оксидов азота

Определяющими характеристиками при образовании термических оксидов являются максимальная температура факела  $T_{\rm M}$  и температурный интервал реакции  $\Delta T_{\rm p}$ . Расчетное значение  $T_{\rm M}$  зависит от условий адиабатной температуры в зоне горения  $T'_a$ :

$$T'_{a} = \frac{Q'_{\rm T}}{V_{2}^{o}c_{2} + 1,016(\alpha_{20p} - 1)V_{6}^{o}c_{6}} + 273, \qquad (19.1)$$

где  $Q'_{\rm T} = Q^p_H \cdot 10^{-3} + Q_{2.6} + Q_{\rm TI}$  – тепловыделение в зоне горения, кДж/кг;  $Q^p_H$  – теплота сгорания топлива, МДж/кг;  $Q_{2.6}$  – энтальпия горячего воздуха, кДж/кг;  $Q_{\rm TI}$  – физическая теплота сгорания топлива, кДж/кг;  $V^o_2$  – теоретический объем дымовых газов, м<sup>3</sup>/кг;  $V^o_6$  – теоретическое количество сухого воздуха, м<sup>3</sup>/кг;  $c_2$  и  $c_6$  – теплоемкости газа и воздуха, при ожидаемой адиабатной температуре, кДж/(м<sup>3</sup>·К);  $\alpha_{cop}$  – избыток воздуха в зоне горения; принимается при наличии присосов воздуха в топку  $\Delta \alpha_m$  следующим:  $\alpha_{cop} = \alpha_T - 0,5\Delta \alpha_T$ , для газоплотных котлов  $\alpha_{cop} = \alpha_T (\alpha_T - \text{теоре$ тический коэффициент избытка воздуха).

Средняя теплоемкость продуктов сгорания и воздуха определяется по формулам:

при сжигании твердого топлива

$$c_2 = (1,59 + 0,004W^n) + 0,14k_t;$$
(19.2)

при сжигании природного газа

$$c_{2} = 1,57 + 0,134k_{t};$$

при сжигании мазута

$$c_{2} = 1,58 + 0,122k_{t},$$

где  $W^n = W^p / Q_H^p$  – приведенная влажность топлива ( $W^p$  – влажность топлива, %;  $Q_H^p$  – теплота сгорания топлива, МДж/кг);  $k_t = = (t_a - 1200)/1000 -$  температурный коэффициент изменения теплоемкости ( $t_a$  – ожидаемая адиабатная температура, <sup>0</sup>С.

Теплоемкость воздуха при высоких температурах

$$c_{2} = 1,46 + 0,092k_{t}. \tag{19.3}$$

Ожидаемую адиабатную температуру для расчета теплоемкостей находят по формулам:

для твердого топлива

$$t_a = \frac{1800}{a_{20p}} (1 + 10^{-5} Q'_{\rm T}); \qquad (19.4)$$

для мазута и природного газа

$$t_a = \frac{1950}{a_{cop}} (1 + 0.36 \cdot 10^{-5} Q_{\rm T}') \,.$$

Допустимое расхождение между предварительно принятой  $t_a$  и полученным по формуле (19.1) значением ( $T'_a$  - 273) не должно превышать 50 °C, иначе необходимо принять новое  $t_a = T'_a$  - 273 и уточнить значения  $c_c$  и  $c_6$ .

Максимальную температуру зоны горения находят по формуле с учетом отвода теплоты к экранам, степени выгорания топлива и влияния рециркуляции газов (часть уходящих охлажденных газов направляют в топку в зону горения для снижения температуры горения):

$$T_{\mathcal{M}} = \beta_{\mathcal{C}\mathcal{C}} T'_{a} (1 - \psi_{3,\mathcal{C}})^{0,25} (1 - r^{1+nr}) m_{\mathcal{C}}, \qquad (19.5)$$

где  $\beta_{c2}$  – доля сгоревшего топлива на участке от выхода из горелки до завершения высокотемпературного горения; значение  $\beta_{c2}$  принимать: для твердых топлив 0,95...0,97, для природного газа и мазута 0,97...0,99;  $\psi_{3,2}$  – коэффициент тепловой эффективности экранов в зоне ядра факела (при расчетах можно принять  $\psi_{3,2} = 0,44$ ); r – доля рециркуляции газов в зону горения; n – коэффициент, учитывающий способ ввода рециркулирующих газов в топку: n = 6,5 – при вводе через сопла под горелками; n = 5 – при вводе через кольцевой канал вокруг горелки; n = 3 – при смешении газов с горячим воздухом до горелки;  $m_2$  – коэффициент, учитывающий тип горелки:  $m_2 = 1$  для вихревых настенных горелок;  $m_2 =$  $= 0,95(25/w_8)^{0,2}$  – для прямоточных настенных горелок ( $w_6$  – скорость воздуха на выходе из горелки, м/с);  $m_2 = 0,985$  – для подовых горелок с прямоточно-вихревой подачей воздуха.

Теоретическое время достижения равновесной концентрации оксида азота NO при температуре реакции  $T_{M}$ 

 $\tau_0 = 0.024 \exp(54290/T_{\mathcal{M}} - 23).$ 

Расчетное время реакции образования оксидов азота в топке

$$\tau_{p} = \frac{\Delta T_{p}}{T_{a}' - T_{T}''} \left(\frac{q_{f} \Pi}{300}\right)^{0.5} \tau_{npe\delta}, \qquad (19.6)$$

где  $\Delta T_p$  – температурный интервал активной реакции образования оксидов азота, К, который зависит от значения  $T_{\rm M}$  и определяется из выражения

$$\Delta T_p = \frac{T_M^2 \cdot 10^{-5}}{0,614 + T_M \cdot 10^{-5}},$$
(19.7)

 $q_f = \frac{BQ_H^p}{\alpha_T \beta_T}$  – среднее тепловое напряжение сечения топочной камеры, MBT/M<sup>2</sup>; П =  $2\alpha_T + 2\beta_T$  – расчетный периметр стен призматической топочной камеры, м;  $T_T''$  – абсолютная температура газов на выходе из топки, К, берется из теплового расчета котла;  $\tau_{npe6}$  – время пребывания газов в топочной камере, с:

$$\tau_{npe\delta} = \frac{273\xi}{q_{\nu} \overline{T}_{\mathcal{E}} v_{\mathcal{E}}^{n} \alpha_{\mathrm{T}} (1+r)},$$
(19.8)

где  $q_{v} = \frac{BQ_{H}^{p}}{V_{T}}$  – тепловое напряжение топочного объема, MBT/м<sup>3</sup>;  $\overline{T}_{2} = 0.84 \left[ (T_{M})^{4} + (T_{T}'')^{4} \right]^{0.25}$  – средняя расчетная температура газов в топочном объеме, K;  $v_{2}^{n}$  – удельный приведенный объем газов при  $\alpha = 1$ ,  $M^3/MДж$ ; в расчетах следует принимать для антрацита и полуантрацита  $v_c^n = 0,273 \text{ M}^3/MДж$ , для остальных твердых топлив  $v_c^n = 0,278+0,001 W^n$ , для мазута  $v_c^n = 0,281 \text{ M}^3/MДж$ , для природного газа  $v_c^n = 0,3 \text{ M}^3/MДж$ ;  $\xi$  – коэффициент заполнения сечения топки восходящим потоком газов, при встречных вихревых горелках  $\xi = 0,8$ , то же для однофронтального расположения  $\xi = 0,75$ , для тангенциального расположения прямоточных горелок  $\xi = 0,7$ , для подовых горелок  $\xi = 0,9$ .

Концентрация оксидов азота, образующихся за счет термической реакции в зоне ядра факела, в пересчете на диоксид азота  $NO_2^{mp}$ , г/м<sup>3</sup>, определяется по формуле

$$NO_2^{mp} = 7,03 \cdot 10^3 C_{O_2}^{0,5} \exp(-10860/T_{\mathcal{M}}) \frac{\tau_p}{\tau_o}, \qquad (19.9)$$

где  $C_{O_2}$  – концентрация остаточного (избыточного) кислорода в зоне реакции, кг/м<sup>3</sup>, определяемая по формуле

$$C_{O_2} = \frac{0.21 V_{\theta}^{o} \left[ \alpha_{2op} - 1 \right] + r(\alpha_{pu} - \alpha_{2op}) \rho_{O_2}}{\left[ V_{z}^{o} + (\alpha_{2op} - 1) V_{\theta}^{o} \right] (1 + r)},$$
(19.10)

где  $\alpha_{pq}$  – избыток воздуха в газах рециркуляции;  $\rho_{O_2} = 1,428$  кг/м<sup>3</sup> – плотность кислорода при атмосферном давлении. В случаях, когда значение  $\alpha_{cop}$ -1 окажется меньше 0,02, принять его значение 0,02.

# 19.3. Концентрация топливных и быстрых оксидов азота. Суммарная концентрация оксидов в газах

Образование этого вида оксидов происходит в диапазоне температур 800...2100 К и наибольшую интенсивность имеет в области 1850 К. Выход топливных оксидов  $NO_2^{mn}$  в этой зоне сильно зависит от избытка воздуха (в степени 2), слабо от температуры (степень 0,33) и содержания азота в топливе  $N^p$ .

Расчетные формулы для двух температурных зон имеют следующий вид:

для значений температуры 2100 >  $T_{\scriptscriptstyle M} \geq ~1850~{\rm K}$ 

$$NO_2^{mn} = (0,40 - 0,1N^p)N^p \left(\frac{\alpha_{cop} + r}{1 + r}\right)^2 \left(\frac{2100 - T_M}{125}\right)^{0,33}; \quad (19.11)$$

при значениях температуры 1850 > T<sub>м</sub> > 800 К

$$NO_2^{m\pi} = 1,25(0,40-0,1N^p)N^p \left(\frac{\alpha_{20p}+r}{1+r}\right)^2 \left(\frac{T_M - 800}{1000}\right)^{0,33}.$$
 (19.12)

Формулы (19.11) и (19.12) учитывают одновременно образование быстрых оксидов азота.

В итоге максимальная суммарная концентрация оксидов азота при номинальной нагрузке котла составляет

$$NO_2^o = NO_2^{mp} + NO_2^{mn}$$

При любой сниженной нагрузке парового котла суммарный выход оксидов азота определяется по формуле

$$NO_2 = NO_2^{mp} (D/D_{HOM}) + NO_2^{mn} (D/D_{HOM})^{0.5}.$$

Здесь *D* / *D*<sub>*ном*</sub> – отношение расчетной нагрузки к номинальной.

При переходе на двухступенчатое сжигание топлива расчет максимальной температуры факела  $T_{M}$  производится по формуле (19.5) для нижней зоны горения топлива. Избыток воздуха в горелках первой зоны определяется заданным распределением поступления воздуха и топлива по зонам и определяется по формуле

$$\alpha_{cop}' = \frac{\alpha_{\rm T} - 0.5\Delta\alpha_{\rm T} - \beta_n}{\overline{B}_1},$$

где  $\beta_n$  – доля воздуха, поступающего во вторую ступень горения;  $\overline{B}_1 = B_1/B = 0.88...0.94$  – доля топлива, поступающего в первую зону. Расчетный избыток воздуха в горелках второй зоны горения:

$$\alpha_{cop}'' = \beta_n + 0.5\Delta\alpha_{\rm T}.$$

Доля топлива, сгоревшего в первой (нижней) зоне горения, определяется относительным количеством воздуха в первой зоне с учетом неизбежной неполноты сгорания:

$$\beta_{CC}' = 0,95\alpha_{COP}'.$$

Расчет температуры  $T_{M}$  осуществляется по формуле (19.5) для значения  $B'_{C2}$ . Адиабатная температура горения определяется по формуле (19.1) для полного избытка воздуха на выходе из верхней области горения, то есть по  $\alpha_{20p} = \alpha_{\rm T} - 0.5\Delta\alpha_{\rm T}$  независимо от ступенчатой организации сжигания. В остальном расчет совпадает с изложенным ранее.

# 19.4. Особенности расчетов оксидов азота при сжигании природного газа

Сжигание природного газа характеризуется более быстрым протеканием реакций горения. В результате сокращается зона активного горения и растет максимальная температура. Поэтому в большинстве случаев (при других равных условиях) концентрация оксидов азота получается несколько выше, чем при сжигании мазута, примерно на 30 %. Ввиду отсутствия в природном газе топливного азота при сгорании газа могут образовываться только быстрые оксиды азота  $NO_2^{\delta}$ .

При расчете термических оксидов азота следует исходить из методики, изложенной в п. 19.2. Расчет максимальной температуры производится по формуле (19.5), но для учета повышения скорости реакции горения вводится поправка, и расчетная температура принимается

$$T'_{\mathcal{M}} = 1,01T_{\mathcal{M}},$$

где  $T_{M}$  – максимальная температура по (19.5), К.

Расчет быстрых оксидов азота осуществляется по формуле

$$NO_{2}^{\tilde{o}} = 0.1 \left(\frac{\alpha_{20p} + r}{1 + r}\right)^{2} \left(\frac{T'_{M} - 800}{1000}\right)^{0.33}$$

Ввиду высокой реакционной способности газового топлива, рециркуляция газов *r* не учитывается в формуле (19.5). Суммарная концентрация оксидов азота составит

$$NO_2^0 = NO_2^{mp} + NO_2^\delta.$$

# 19.5. Образование оксидов серы и расчет температуры точки росы при сжигании мазута

Оксиды серы в форме диоксида  $SO_2$  и триоксида  $SO_3$  образуются в зоне горения мазута и твердых топлив, содержащих связанную серу  $S^p$ . При сжигании природного газа и наличии в топливе сероводорода  $H_2S$  образование оксидов серы может быть незначительным.

1) Объемная доля диоксида серы в продуктах сгорания

$$p_{SO_2} = V_{SO_2} / V_{\mathcal{E}} = 0,007 \cdot S^p / V_{\mathcal{E}},$$

где  $S^p$  – содержание серы в рабочей массе топлива, %;  $V_2 = V_2^o + (\alpha_m - 1)$  – объем газов при нормальных условиях, м<sup>3</sup>/кг;  $V_{SO_2}$  – объем диоксида серы SO<sub>2</sub>, м<sup>3</sup>/кг.

2) Содержание избыточного (остаточного) кислорода после сгорания топлива

$$O_2 = \frac{21(\alpha_m - 1)V_6^{\circ}}{V_2}.$$

3) Процентное содержание SO<sub>3</sub> в продуктах сгорания определяется по формуле

$$SO_3 = 100 k_p k_{\rm H} p_{SO_2} O_2^{0,5},$$
 (19.13)

где  $k_p$  – константа равновесия при образовании SO<sub>3</sub> в топке, принимается по значению температуры газов на выходе из топки. В области температур 1200...1500 К константа практически постоянна и составляет  $k_p = 0,053$ ;  $k_{\rm H}$  – коэффициент неравномерности процесса ввиду неравномерности концентрации газовых компонентов в сечении топки и кратковременности пребывания газов в топочном объеме; значение  $k_{\rm H}$  зависит от теплонапряженности сечения топки и находится по выражению

$$k_{\rm H} = 0,08q_{f}$$
,

где  $q_f = B Q_H^p / (a_T b_T)$  – номинальное тепловое напряжение сечения топки,  $MBT/M^2$ 

В итоге формула (19.13) приводится к следующему расчетному виду:

$$SO_3 = 0.424 \, p_{SO_2} \, O_2^{0.5} \, q_f (N/N_o)^2 \,, \tag{19.14}$$

где *N*/*N*<sub>o</sub> – относительная нагрузка парового котла.

Температура точки росы  $t_p$  газов в зависимости от концентрации SO<sub>3</sub>, %, определяется по формулам

$$t_p = 50 + 11 A_{SO_2}^{0,7}$$
 (при SO<sub>3</sub>  $\le 2 \cdot 10^{-3}$  %); (19.15)

$$t_p = 50 + 50A_{SO_2}^{0,2}$$
 (при SO<sub>3</sub>>2·10<sup>-3</sup> %), (19.16)

где  $A_{SO_2} = SO_3 \cdot 10^4 - коэффициент.$ 

Рециркуляция газов в топочную камеру не оказывает заметного влияния на уровень выхода SO<sub>3</sub>.

Массовая концентрация диоксида SO<sub>2</sub> в уходящих газах, г/кг топлива, составляет

$$g_{SO_2} = 10^3 \left( p_{SO_2} - 0.01 SO_3 \right) V_z \,\rho_{SO_2} \,\alpha_{\rm T} \,/ \,\alpha_{yx}, \tag{19.17}$$

где  $\rho_{SO_2} = 2,86 \text{ кг/м}^3$  – плотность диоксида серы;  $\alpha_{yx}$  – коэффициент избытка воздуха в уходящих газах.

Массовый выброс диоксида серы из котла в окружающую среду, г/с,

$$M_{SO_2} = Bg_{SO_2}, (19.18)$$

где B – расход топлива в котле, кг/с.

# 19.6. Расчет температуры точки росы при сжигании твердых топлив

В минеральном составе твердых топлив содержатся щелочные соединения, которые в значительной мере нейтрализуют образовавшиеся оксиды серы SO<sub>3</sub>, поэтому окончательное содержание SO<sub>3</sub> в уходящих газах и температура точки росы зависят от зольности топлива A<sup>p</sup>. Обычно в этом случае сразу определяют температуру

$$t_p = t_{\kappa o \mu} + 202 \left( S^n \right)^{0,33} / 1,23^{\alpha_{y\mu} \cdot A^n},$$

где  $S^n$  и  $A^n$  – приведенные к 1 МДж теплоты значения серы и золы в рабочей массе топлива, %:

$$S^n = S^p / Q^p_{\scriptscriptstyle H}; \quad A^n = A^p / Q^p_{\scriptscriptstyle H},$$

 $t_{\kappa o \mu}$  – температура конденсации водяных паров, <sup>0</sup>С, определяемая по парциальному давлению  $p_{H_2O} = r_{H_2O} p$ , МПа. Поскольку твердые топлива сжигаются при избытке воздуха  $\alpha_{\rm T} > 1,1$ , то избыток воздуха не влияет на изменение образования SO<sub>3</sub>.

#### 19.7. Примеры решения задач

#### Пример 19.1

Определить ожидаемый выход оксидов азота из котла Пп-1000-25-545К (ТПП-312А) при сжигании донецкого угля марки А класса Ш с жидким шлакоудалением. Сжигание угля происходит в топочной призматической камере, схема которой показана на рис. 19.1. При расчете принять следующие исходные данные:

19970
384
1,15
1190
4860
51,9
0,199
0,1
1460
1280
52
5217



3 – футеровка карборундовой массы

Решение:

Определим расход кислорода  $L_o$ , необходимый для сжигания 1 кг топлива. Для этого сначала необходимо рассмотреть расчетные реакции горения элементов топлива, которые в целом составляют так называемую рабочую массу, задаваемую формулой

$$C^{p} + H^{p} + O^{p} + N^{p} + S^{p} + W^{p} + A^{p} = 100\%,$$

где  $C^p$  – рабочая масса углерода, %;  $H^p$  – рабочая масса водорода, %;  $O^p$  – рабочая масса кислорода, %;  $N^p$  – рабочая масса азота, %;  $S^p$  – рабочая масса серы, %;  $W^p$  – рабочая масса влаги, %  $A^p$  – рабочая масса золы, %.

Рассмотрим расчетные реакции горения углерода:

C + O<sub>2</sub> = CO<sub>2</sub> 1моль 1моль 1моль 12 кг 32 кг 44 кг

$$\frac{12}{12} = 1 \quad \frac{32}{12} = 2,67 \quad \frac{44}{12} = 3,67,$$

т.е. для полного сгорания 1 кг углерода требуется 2,67 кг кислорода.

Рассуждая аналогичным образом, находим, что для сгорания 1 кг водорода требуется 8 кг кислорода, а для сгорания 1 кг серы 1 кг кислорода.

По заданному составу горючих элементов топлива  $C^p$ ,  $H^p$ ,  $S^p$  и кислорода  $O^p$  находим расход кислорода  $L^o$ , необходимый для сжигания 1 кг топлива:

$$L^{o} = \frac{2,67C^{p} + 8H^{p} + S^{p} - O^{p}}{100} \quad .$$

По массе в воздухе содержится 23,2 % кислорода и 76,8 % азота. Массовое количество сухого воздуха, теоретически необходимого для сжигания 1 кг топлива, будет равно:

$$L_6^o = L^o \frac{100}{23,2} = \frac{2,67C^p + 8H^p + S^p - O^p}{23,2} ,$$

откуда

$$L_{\theta}^{o} = 0.115C^{p} + 0.345H^{p} + 0.0431(S^{p} - O^{p})$$

Объем теоретического количества воздуха можно найти, зная, что его плотность при нормальных условиях составляет 1,293 кг/м<sup>3</sup>:

$$V_{6}^{o} = L_{6}^{o} / 1,293$$
.

Следовательно, получим

$$V_{\theta}^{o} = 0,089C^{p} + 0,265H^{p} + 0,033(S^{p} - O^{p})$$
.

Согласно данным, представленным в приложении 7, вычислим  $V_{B}^{o}$ :

$$V_{B}^{O} = 0.089 \cdot 56.4 + 0.265 \cdot 1.1 + 0.033 \cdot (1.6 - 1.7) = 5.31 \text{ M}^{3}/\text{Kr}$$

Атмосферный воздух, поступающий в топку, содержит влагу (8...12) г/кг. Объем водяных паров в воздухе, теоретически необходимый для полного сгорания 1 кг топлива, составляет:

$$V_{H_2O} = 0,001 \frac{1,293 V_6^o d}{0,804},$$

где d – влагосодержание воздуха, г/кг; 0,804 – плотность водяных паров, кг/м<sup>3</sup>; 0,001 – коэффициент перевода влагосодержания d в размерность кг/кг.

Окончательно получим

$$V_{H_2O} = 0,0016 V_6^o d$$
.

Теоретический объем влажного воздуха при нормальных условиях, необходимый для сгорания 1 кг угля, составляет:

$$V^{o} = V_{6}^{o} + V_{H_{2}O} = V_{6}^{o} (1 + 0,0016d).$$

Рассчитаем теоретическое значение объема влажного воздуха

$$V^{0} = 5,31 (1 + 0,0016 \cdot 10) = 5,37 \text{ M}^{3}/\text{kr}.$$

Найдем суммарный объем дымовых газов V<sub>2</sub> от сгорания 1 кг угля.

Продукты сгорания состоят из смеси углекислого газа  $CO_2$ , сернистого ангидрида  $SO_2$ , паров воды  $H_2O$ , кислорода  $O_2$ , соответствующего избыточному количеству воздуха, и азота  $N_2$ , не участвующего в процессе горения.

Полный объем продуктов горения 1 кг топлива можно представить как сумму объемов сухих газов  $V_{c.r}$  и водяных паров  $V_{H_2O}$ :

$$V_{\mathcal{C}} = V_{\mathcal{C},\mathcal{C}} + V_{H_2O}.$$

На основании соотношений при горении топлива установлено, что объем образующихся продуктов сгорания 1 кг топлива можно определить по формулам

$$V_{CO_2} = 1,86 C^{p};$$

$$V_{H_2O} = 1,244(9 H^{p} + W^{p}) + 0,0016 d\alpha_{\rm T} V_{6}^{o};$$

$$V_{SO_2} = 0,7 S^{p}; \qquad V_{O_2} = 0,21(\alpha_{\rm T} - 1)V_{6}^{o};$$

$$V_{N_2} = 0,79\alpha_{\rm T} V_{6}^{o} + N^{p} / 1,25.$$

Таким образом, суммарный объем дымовых газов, приходящийся на 1 кг топлива, рассчитывается по формуле

$$V_{2} = 1,86C^{p} + 1,244(9H^{p} + W^{p}) + 0,0016\alpha_{T}V_{6}^{o} + 0,7S^{p} + 0,21(\alpha_{T} - 1)V_{6}^{o} + 0,79\alpha_{T}V_{6}^{o} + N^{p}/1,25.$$

По исходным данным и приложению 7 найдем объем газов V<sub>2</sub>

$$V_{2} = 1,86\frac{56,4}{100} + 1,244\frac{9\cdot 1,1+8,5}{100} + 0,0016\cdot 1,15\cdot 5,31+0,7\frac{1,6}{100} + 0,21\cdot (1,15-1)\cdot 5,31+0,79\cdot 1,15\cdot 5,31+\frac{0,5}{1,25\cdot 100} = 6,29 \text{ m}^{3}/\text{kgc}.$$

Теплоту, вносимую в топку горячим воздухом при горении угля, определим по формуле

$$Q_{26} = (\alpha_{\rm T} - \Delta \alpha_{\rm T} - \Delta \alpha_{nn}) V^o c_p t_{26} = (1,15 - 0,1 - 0,1) \cdot 5,37 \cdot 1,354 \cdot 384 = 2652 \text{ KJ}\text{K/K}\text{K}\text{K}.$$

В этой формуле приняты: присос воздуха в пылесистеме  $\Delta \alpha_{nn} = 0,1$ , при котором избыток горячего воздуха составляет  $\alpha_{28} = 1,15 - 0,1 - 0,1 =$ 

= 0,95; теплоемкость воздуха  $c_p = 1,35$  кДж/(м<sup>3</sup>·К) при температуре горячего воздуха  $t_{26} = 384$  <sup>0</sup>C.

#### Расчет оксидов азота при сжигании угля.

Ожидаемую адиабатную температуру при горении топлива определим по формуле (19.4), в которой  $Q'_{\rm T} = Q^p_{\rm H} + Q_{26} + Q_{\rm TЛ}$  – полное тепловыделение в топке. Не учитывая физическое тепло из-за его незначительности, получим:

$$Q_{\rm T}^{'} = 19970 + 2652 = 22622$$
 кДж/кг.

Тогда

$$t_a = \frac{1800}{1,1} (1 + 0.22622) = 2007 \ ^{0}C.$$

Расчетную адиабатную температуру  $T'_a$  определим по формуле (19.1). Для этого сначала найдем среднюю теплоемкость твердого топлива  $c_2$  и воздуха  $c_6$  соответственно по формулам (19.2) и (19.3), в которых температурный коэффициент изменения теплоемкости  $k_t$  равен:

$$k_t = (t_a - 1200)/1000 = (2007 - 1200)/1000 = 0,807,$$

при влажности топлива  $W^p = 8,5$  %, приведенная влажность составит

$$W^n = W^p / Q_n^p = 8,5/19,970 = 0,42.$$

Следовательно, средняя теплоемкость твердого топлива

 $c_2 = (1,59 + 0,004 \cdot 8,5) + 0,15 \cdot 0,807 = 1,745$ кДж/(м<sup>3</sup>·K),

а средняя теплоемкость воздуха

 $c_{g} = 1,46 + 0,092 \cdot 0,807 = 1,534$ кДж/(м<sup>3</sup>·К).

Подставляя полученные результаты в формулу (19.1), получим

$$T_{a}^{'} = \frac{22622}{6,29 \cdot 1,745 + 1,016(1,1-1) \cdot 5,31 \cdot 1,534} + 273 = 2190 \text{ K}.$$

Поскольку расхождение между предварительно рассчитанным  $t_a = 2007$  <sup>0</sup>C и полученным  $t_a = T'_a - 273 = 1917$  <sup>0</sup>C превышает 50 <sup>0</sup>C, необходимо принять новое значение температуры  $t_a$  и уточнить  $c_2$  и  $c_6$ .

Принимаем значение  $t_a = 1930$  <sup>0</sup>C. Вычислим температурный коэффициент изменения теплоемкости

 $k_t = (1930 - 1200)/1000 = 0,73.$ 

Уточняем значения средних теплоемкостей

$$c_{c} = (1,59 + 0,004 \cdot 8,5) + 0,15 \cdot 0,73 = 1,734$$
 кДж/(м<sup>3</sup>·K);  
 $c_{s} = 1,46 + 0,092 \cdot 0,9 = 1,527$  кДж/(м<sup>3</sup>·K).

Тогда

$$T_{a}' = \frac{22622}{6,29 \cdot 1,734 + 1,016(1,1-1) \cdot 5,31 \cdot 1,527} + 273 = 1929 + 273 = 2202 \text{ K},$$

что вполне удовлетворительно, так как расхождение температуры  $t_a$  составляет 1 <sup>0</sup>C.

Максимальная температура в зоне горения принимается при  $\beta_{cz} = 0,965$ , поскольку топка с жидким шлакоудалением, экраны топки в зоне горения футерованы карборундовой массой на высоту 5,5 м. Средняя тепловая эффективность зоны горения определяется следующим образом:

$$\psi_{3.2.} = \frac{\sum F_{n\pi i} \cdot \psi_i}{\sum F_{n\pi i}},$$

где  $F_{n,i}$  – поверхность *i*-го участка топки;  $\psi_i$  – коэффициент тепловой эффективности *i*-го участка топки,

$$\psi_i = \chi_i \cdot \xi_i,$$

где  $\chi_i$  – угловой коэффициент, характеризующий долю тепла, воспринимаемым экраном, от всего количества тепла, излучаемого на стенку;  $\xi_i$  – коэффициент загрязнения *i*–го участка, который определяет отношение тепловой эффективности загрязненного и чистого экранов. Коэффициент загрязнения участка определяется по табл. 19.1.

Таблица 19.1

Типанана	<b>Вод доницира</b>	Vardehu
тип экрана	Род топлива	коэффи-
		циент ζ
	Газообразное топливо	0,65
	Мазут	0,55
	АШ и ПА при $\Gamma_{_{YH}} \ge 12$ %, тощий уголь	0,45
Открытые гладко-	при $\Gamma_{\rm yh} \ge 8$ %, каменные и бурые угли,	
трубные и плавниковые	фрезторф	
(мембранные) настен-	Экибастузский уголь при R <sub>90</sub> ≤15 %	0,35-0,40*
ные	Бурые угли с W <sup>п</sup> > 3,3 % при газовой	0,55
экраны	сушке и прямом вдувании	
	Сланцы северо-западных месторожде-	0,25
	ний без применения водяной обмывки	
	То же с учетом водяной обмывки	0,30
Ошипованные экраны,	Все топлива	0,20
покрытые хромитовой		
массой, в топках с твер-		
дым шлакоудалением		
Экраны, покрытые	Все топлива	0,10
шамотным кирпичом		

Коэффициент загрязнения экрана <br/>  $\xi$ 

При жидком шлакоудалении

$$\xi = \left(0,53 - 0,25\frac{t_3^{un}}{10^3}\right)b, \qquad (19.19)$$

где b = 1,0 для однокамерных и двухкамерных топок, b = 1,2 для полуоткрытых топок с пережимом; температура плавления шлаков  $t_3^{unn} = t_3 - 50$  <sup>0</sup>C.

Так как в рассматриваемом примере трубки покрывают топку сплошной стенкой, то  $\chi = 1$  и поэтому  $\psi_i = \xi_i$ .

Топка состоит из трех поверхностей (см. рис. 19.1), площадь каждой из которых равна:

$$F_1 = (8,65+17,3) \cdot 2 \cdot 5,5 = 285,45 \text{ m}^2;$$
  
 $F_2 = F_3 = (8,65+17,3) \cdot 2 \cdot 5,76 = 299 \text{ m}^2.$ 

Коэффициент загрязнения первой площади определим по формуле (19.19):

$$\xi_1 = \psi_1 = 0,53 - 0,25 \frac{1280 - 50}{1000} = 0,22,$$

а второй и третьей по табл. 19.1:

$$\xi_2 = \psi_2 = 0,2; \ \xi_3 = \psi_3 = 0,45.$$

Тогда средняя тепловая эффективность зоны горения равна:

$$\psi_{3.2.} = \frac{285,45 \cdot 0,22 + 299(0,2 + 0,45)}{285,45 + 2 \cdot 299} = 0,29$$

Максимальную температуру зоны горения определим по формуле (19.5)

$$T_{\mathcal{M}} = 0,965 \cdot 2202(1 - 0,29)^{0,25} = 1951 \text{ K.}$$

Температурный интервал активной реакции образования оксидов азота рассчитаем по формуле (19.7)

$$\Delta T_p = \frac{1951^2 \cdot 10^{-5}}{0,614 + 0,01951} = 60 \text{ K}.$$

Удельный приведенный объем газов равен:

$$v_{\mathcal{E}}^{n} = 0,278 + 0,001 \cdot W^{n} = 0,278 + 0,001 \cdot 0,42 = 0,2784 \text{ m}^{3}/\text{M}\text{Д}\text{ж}.$$

Найдем среднюю расчетную температуру газов в топочном объеме:

$$\overline{T}_{2} = 0.84 \left[ (T_{M})^{4} + (T_{T}'')^{4} \right]^{0.25} = 0.84 \left[ (1951)^{4} + (1460)^{4} \right]^{0.25} = 1755 \text{ K.}$$

Рассчитаем время пребывания газов в топочной камере по формуле (19.8)

$$\tau_{npe\vec{0}} = \frac{273 \cdot 0.8}{0.199 \cdot 1755 \cdot 0.2784 \cdot 1.15} = 1.95 \text{ c}$$

Расчётное время реакции образования оксидов азота в топке найдем по формуле (19.6)

$$\tau_p = \frac{60}{2202 - 1460} \left(\frac{4,86 \cdot 51,9}{300}\right)^{0.5} \cdot 1,95 = 0,167 \,\mathrm{c}.$$

Теоретическое время достижения равновесной концентрации оксида азота NO при температуре реакции  $T_{M}$ :

 $\tau_0 = 0.024 \cdot \exp(54290/T_M - 23) = 0.024 \cdot \exp(54290/1951 - 23) = 3c.$ 

Согласно (19.10), концентрация избыточного кислорода в зоне горения CO<sub>2</sub> равна:

$$CO_2 = \frac{0,21 \cdot 5,31 \cdot (1,1-1) \cdot 1,428}{6,29 + (1,1-1) \cdot 5,31} = 0,023 \text{ кг/м}^3.$$

Концентрацию оксидов азота, образующихся за счет термической реакции в зоне ядра факела, в пересчете на диоксид азота  $NO_2^{mp}$  определим по формуле (19.9)

$$NO_2^{mp} = 7030 \cdot \sqrt{0.023} \cdot \exp(-10860/1951) \frac{0.167}{3} = 0.227 \,\mathrm{r/m^3}.$$

Концентрацию топливных и быстрых оксидов азота рассчитаем согласно (19.11). Содержание азота в топливе  $N^p = 0.5 \%$ 

$$NO_2^{m\pi} = (0, 4 - 0, 1 \cdot 0, 5) \cdot 0, 5 \cdot 1, 1^2 \cdot \left(\frac{2100 - 1951}{125}\right)^{0,33} = 0,224 \text{ r/m}^3.$$

Суммарный выход оксидов азота при жидком шлакоудалении равен:

$$NO_2^{\circ} = NO_2^{mp} + NO_2^{m\pi} = 0,227 + 0,224 = 0,451 \,\mathrm{r/m}^3$$

#### Пример 19.2

Определить концентрацию SO<sub>3</sub>, температуру точки росы и массовый выброс SO<sub>2</sub> при сжигании мазута в котле Пп-2650-25-545 ГМ (ТГМП-204) ( $N_0 = 800$  MBT) и относительных нагрузках 1; 0,8; 0,7; 0,5 от· $N_0$ . В топке котла сжигается высокосернистый мазут с  $Q_H^P = 38,77$  МДж/кг при сернистости топлива  $S^P = 2,6$  % и избытке воздуха  $\alpha_T = 1,02$ . Тепловое напряжение сечения топки  $q_f = 8,92$  МДж/м<sup>2</sup>. Расход мазута при номинальной нагрузке B = 57,7 кг/с.

Решение.

Для данного топлива  $V_{B}^{o} = 10,2 \text{ м}^{3}/\text{кг}$ , а  $V_{2}^{o} = 10,99 \text{ м}^{3}/\text{кг}$ .

Действительный объем газов от сгорания мазута при нормальных условиях составит:

 $V_{2} = V_{2}^{o} + (\alpha_{T} - 1) \cdot V_{6}^{o} = 10,99 + (1,02 - 1) \cdot 10,2 = 11,194 \text{ m}^{3}/\text{kg}.$ 

Объемная доля диоксида серы

$$p_{\text{SO}_2} = 0,007S^p / V_2 = 0,007 \cdot 2,6/11,194 = 1,626 \cdot 10^{-3}.$$

Содержание избыточного кислорода в топке

$$O_2 = \frac{21(\alpha_{\rm T} - 1)V_6^0}{V_2} = \frac{21 \cdot 0.02 \cdot 10.2}{11.194} = 0.383 \%.$$

Содержание SO<sub>3</sub> при номинальной нагрузке [по формуле (19.14)]  $SO_3 = 0,424 \cdot 1,626 \cdot 10^{-3} \cdot 0,383^{0,5} \cdot 8,92 \cdot 1 = 3,8 \cdot 10^{-3}$  %.

То же при пониженных нагрузках котла:

при 0,8*N*<sub>0</sub>

$$SO_3 = 3,8 \cdot 10^{-3} \cdot 0,8^2 = 2,435 \cdot 10^{-3} \%;$$

при 0,7*N*<sub>0</sub>

$$SO_3 = 3,8 \cdot 10^{-3} \cdot 0,7^2 = 1,865 \cdot 10^{-3} \%;$$

при 0,5N<sub>0</sub>

$$SO_3 = 3,8 \cdot 10^{-3} \cdot 0,5^2 = 0,951 \cdot 10^{-3}\%$$
.

Значения температуры точки росы:

при номинальной нагрузке по (19.16)

$$t_{\rm p} = 50 + 50 \cdot 38^{0,2} = 153,5^{0}{\rm C};$$

при нагрузке 0,8*N*<sub>0</sub>

$$t_{\rm p} = 50 + 50 \cdot 24,35^{0,2} = 144,7 \ {}^{0}{\rm C};$$

при нагрузке 0,7*N*<sub>0</sub> по (19.15)

$$t_{\rm p} = 50 + 11 \cdot 18,65^{0,7} = 135,3^{0}{\rm C};$$

при нагрузке 0,5 N<sub>0</sub>

$$t_{\rm p} = 50 + 11 \cdot 9,51^{0,7} = 103,2^{0} {\rm C}.$$

Массовая концентрация SO<sub>2</sub> в уходящих газах при номинальной нагрузке, согласно (19.17), равна:

$$q_{\text{SO}_2} = 10^3 \left( 1,626 \cdot 10^{-3} - 3,8 \cdot 10^{-5} \right) \cdot 11,194 \cdot 2,86 \frac{1,02}{1,22} = 42,5 \text{ г/кг}.$$

Массовый выброс SO<sub>2</sub> в окружающую среду определим по формуле (19.18)

$$M_{\rm SO_2} = B \cdot q_{\rm SO_2} = 57,7 \cdot 42,5 = 2452,5r/c.$$

### 19.8. Контрольные вопросы

1) Какие существуют способы образования оксидов азота при сгорании топлива в ядре факела?

2) Какими основными параметрами характеризуется образование термических оксидов азота?

3) В каком диапазоне температур происходит образование быстрых оксидов азота?

4) Каковы особенности сжигания природного газа?

# ЧАСТЬ II. ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА

# 20. ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

#### 20.1. Общие понятия

*Теплообменом* называется процесс переноса теплоты в пространстве и передачи её от одних тел к другим.

Различают три способа переноса теплоты в пространстве: *теплопроводность*, *конвекцию* и *излучение* и два способа теплообмена между телами – *конвективный* и *лучистый*.

Перенос тепла теплопроводностью происходит главным образом в твёрдых телах, так как теплопроводность жидкостей, под которыми понимаются капельные и газообразные среды, очень мала. Объясняется это тем, что, например, при нагревании одного конца стержня тепловое движение молекул увеличивается, а значит внутренняя кинетическая энергия их возрастает. При соударении часть энергии молекул передаётся дальше по стержню, что и приводит к распространению теплоты по всему стержню.

Распространение теплоты конвекцией может происходить только в жидкостях.

Иллюстрацией способа распространения теплоты конвекцией служит нагревание воды в колбе (рис. 20.1). Правая часть колбы нагревается

сильнее левой, чем вызывает циркуляцию воды в направлении против хода часовой стрелки, приводящая к прогреванию всей массы воды. Если воду нагревать сверху, то циркуляция не возникает. Вся масса воды будет прогреваться только за счёт теплопроводности, а так как теплопроводность воды очень мала (меньше стали примерно в 100 раз), то и прогревание будет происходить очень медленно.

Этот пример относится к *свободной* конвекции, когда перемещение жидкости (капельной или газообразной) происходит под действием разности плотностей отдельных частей жидкости при нагревании. Если перемещение вызывается искусственно насосом, мешалкой, вентилятором, то такая конвекция называется *вынужденной*. При этом прогревание жидкости происходит значительно быстрее, чем при свободной конвекции.



Рис. 20.1. Распространение теплоты в жидкости путем конвекции

Перенос теплоты излучением (радиацией) основан на превращении части внутренней энергии излучающего тела в энергию излучения электромагнитных волн, которые и распространяются в свободном пространстве (вакууме) со скоростью 300 000 км/с.

Для переноса теплоты теплопроводностью и конвекцией необходима материальная среда, для передачи тепла излучением такая среда не нужна.

При теплообмене между двумя телами, внутренняя энергия тела с более высокой температурой уменьшается, а с менее высокой температурой на столько же увеличивается. Процесс теплообмена протекает тем интенсивнее, чем больше разность температур тел, обменивающихся энергией. При её отсутствии процесс теплообмена прекращается и наступает тепловое равновесие.

Одновременный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью называется конвективным теплообменом.

Практически распространение теплоты, совершается не какимнибудь одним из рассмотренных способов, а одновременно двумя, а чаще тремя способами. Такой процесс называется *сложным теплообменом*.

# 20.2. Перенос теплоты теплопроводностью сквозь плоскую стенку

Теплопроводность рассматривается как самостоятельный процесс только в твёрдых телах. В жидкостях (капельных и газах) теплопроводность понимается как процесс, протекающий совместно с конвекцией или излучением или с обоими этими процессами одновременно.

Рассмотрим процесс передачи теплоты теплопроводностью в твёрдой стенке. Обязательным условием совершения такого процесса является разность температур поверхностей стенки. В этом случае в ней образуется поток теплоты, направленный от поверхности стенки с большей температурой к поверхности стенки с меньшей температурой.

Если тепловой поток не изменяется во времени, и если при этом остаются постоянными температуры поверхностей стенки, то такой процесс называется установившимся. По основному закону теплопроводности – закону Фурье (1768 – 1830) – в таком процессе тепловой поток прямо пропорционален площади поверхности стенки, разности температур на обеих поверхностях (температурному напору) и обратно пропорционален толщине стенки:

$$\Phi = \lambda S(t'_{cm} - t'_{cm}) / \delta, \qquad (20.1)$$

где  $\Phi$  – тепловой поток, Вт; S – площадь поверхности стенки, м<sup>2</sup>;  $\delta$  – толщина стенки, м;  $t'_{cm} - t''_{cm}$  – температурный напор, К;  $\lambda$  – теплопроводность материала стенки, Вт/(м·К).

*Теплопроводность* (коэффициент теплопроводности) характеризует способность тел проводить теплоту и зависит, главным образом, от природы тела, а также от его относительной влажности и пористости. Влага, заполняя поры тела, увеличивает теплопроводность. А пористость тела, на-

оборот, уменьшает её, так как чем пористее тело, тем больше в нём содержится воздуха, а теплопроводность воздуха в 20...25 раз меньше теплопроводности воды, кроме того, на теплопроводность влияет и температура тел; чем выше она, тем, как правило, выше и теплопроводность.

Приближенные значения теплопроводности для некоторых материалов (при 20 <sup>0</sup>С) приведены в табл. 20.1.

Если обе части уравнения (20.1) разделить на площадь поверхности стенки S, то получим уравнение для часто встречающейся в расчётах по теплопередаче величины, называемой поверхностной плотностью теплового потока:

$$q = \Phi / S = \lambda \left( \dot{t_{cm}} - \dot{t_{cm}} \right) / \delta , \qquad (20.2)$$

которая имеет размерность Вт/м<sup>2</sup>.

Перепишем уравнение (20.2) в таком виде:

$$q = (t'_{cm} - t''_{cm}) / R$$
, (20.3)

где R – термическое сопротивление стенки, равное отношению толщины стенки к её теплопроводности ( $R = \delta / \lambda$ ), м<sup>2</sup>·K/Bт.

В этом виде уравнение (20.3) аналогично математическому выражению закона Ома: сила тока равна отношению разности потенциалов к электрическому сопротивлению.

Поверхность нагрева парокотельных установок часто бывает покрыта сажей и накипью. При этом тепловой поток, проходя через стенку, как бы преодолевает сопротивление трёх слоёв: сажи, металла стенки и накипи.

Рассмотрим передачу теплоты сквозь трёхслойную стенку, изображенную на рис. 20.2. Допустим, что толщина слоёв соответственно  $\delta_1, \delta_2, \delta_3$  и что тепловой поток направлен от левой поверхности к правой.

При этом условии

$$t_{cm} > t_{cm} > t_{cm} > t_{cm} > t_{cm}$$

Теплопроводности слоёв пусть будут соответственно  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  и  $\lambda_3$ , термические сопротивления  $R_1, R_2$  и  $R_3$  $(R_1 = \delta_1 / \lambda_1, R_2 = \delta_2 / \lambda_2, R_3 = \delta_3 / \lambda_3).$ 



Рис. 20.2. Передача теплоты теплопроводностью через трехслойную стенку

При установившемся тепловом режиме поверхностная плотность теплового потока q, проходящего через каждый слой стенки, одна и та же, причём:

для первого слоя

$$q = \left(t'_{cm} - t''_{cm}\right)/R_1;$$

Таблица 20.1

Приближенные значения теплопроводности  $\lambda$  некоторых материалов

Металлы	х,	Изоляционные	λ,	Другие	λ,
	$B_{T}/(M \cdot K)$	материалы	$B_T/(M \cdot K)$	материалы	$B_T/(M \cdot K)$
				Картон сухой	0,84
Алюминиевые		Асбест (картон)	0,160,7		
сплавы	106160			Кирпич красный	0,77
		Вата хлопчатобу-			
Котельная сталь	4050	мажная	0,042	Кирпич силикатный	0,81
Ē		ſ		J.L	
JIатунь (при		Вата стеклянная	0,0	Кожа	0, 140, 16
100 °C)	117120				
		Дерево (сосна по-		Накипь котельная	0,152,3
Чугун	6063	перек волокон)	0,140,16		
				Сажа ламповая	0,070,12
		Плиты пробковые	0,420,053		
				Уголь древесный	0,074
		Фанера клееная	0,15		
				Шлак котельный	0,29

для второго слоя

$$q = \left( t_{cm}'' - t_{cm}''' \right) / R_2;$$

для третьего слоя

$$q = \left(t_{cm}^{'''} - t_{cm}^{''''}\right)/R_3$$

Из этих трёх уравнений находим:

$$t_{cm}' - t_{cm}'' = qR_1;$$
 (20.4)

$$t_{cm} - t_{cm} = qR_2;$$
 (20.5)

$$t_{cm}^{m} - t_{cm}^{m} = qR_{3}. (20.6)$$

Сложим почленно левые и правые части уравнений (20.4) – (20.6) и произведём в левой части необходимые сокращения, а в правой части вынесем за скобку *q*:

$$t'_{cm} - t'''_{cm} = q(R_1 + R_2 + R_3).$$

Из этого уравнения получаем в окончательном виде расчётную формулу для поверхностной плотности теплового потока сквозь плоскую трехслойную стену:

$$q = (t_{cm} - t_{cm})/(R_1 + R_2 + R_3) = (t_{cm} - t_{cm})/R.$$

Здесь *R*- общее термическое сопротивление многослойной стенки.

Аналогичное уравнение получим для многослойной плоской стенки:

$$q = \left(t_{cm}' - t_{cm}^{n+1}\right) / R$$

Общее термическое сопротивление стенки *R* можно представить как отношение:

$$R = \delta / \lambda_{\mathcal{H} \mathcal{B}},$$

где  $\delta$  – общая толщина многослойной стенки;  $\lambda_{3\kappa\theta}$  – эквивалентная теплопроводность многослойной стенки.

Преобразуя уравнения (20.4) – (20.6), получим:

$$t_{cm} = t_{cm} - qR_1;$$
  
 $t_{cm}'' = t_{cm}' - qR_2;$   
 $t_{cm}''' = t_{cm}'' - qR_3.$ 

Структура этих трёх уравнений позволяет сформулировать общее правило: температура данной поверхности плоской стенки равна температуре предыдущей поверхности за вычетом произведения поверхностной плотности теплового потока на термическое сопротивление рассматриваемой стенки.

# 20.3. Перенос теплоты теплопроводностью через цилиндрическую и сферическую стенки

В большинстве теплообменных аппаратов поток теплоты проходит сквозь стенку круглых трубок, причём если нагревающее тело проходит внутри трубок, то тепловой поток направлен от внутренних стенок к наружным, если же нагревающее тело омывает трубки снаружи, то тепловой поток направлен от наружных стенок к внутренним. И в том и другом случаях для определения теплового потока может быть использована формула (20.1), как и для плоских стенок, но с учётом того, что при установившемся процессе передачи теплоты сквозь плоскую стенку плотность теплового потока на обеих поверхностях её одинакова. При передаче же теплоты через цилиндрическую стенку, даже при постоянном значении теплового потока, плотность его на наружной и внутренней поверхностях трубки различна. Это объясняется тем, что площадь наружной поверхности трубки больше площади внутренней, в связи с чем поверхностная плотность теплового потока на наружной поверхности трубки меньше, чем на внутренней.



Рис. 20.3. Передача теплоты теплопроводностью через цилиндрическую стенку изнутри наружу

С достаточной для практических целей точностью можно искомую расчётную площадь поверхности подсчитывать по среднему арифметическому диаметру:

$$\overline{d} = 0,5(d_H + d_g),$$

где  $d_{\mu}$  – наружный,  $d_{\theta}$  – внутренний диаметры трубки (рис. 20.3).

Если длину трубки обозначить через *l*, то искомая площадь поверхности равна:

$$S = \pi \cdot \overline{dl} = 0,5\pi (d_H + d_B) \cdot l$$

Имея в виду, что толщину стенки трубки  $\delta$  можно представить в виде  $0,5(d_H - d_B)$ , и подставляя значения S и  $\delta$  в уравнение (20.1), получим расчётное уравнение для приближенного определения теплового потока сквозь цилиндрическую стенку:

$$\Phi = \lambda \pi l \frac{d_{H} + d_{g}}{d_{H} - d_{g}} \left( t'_{cm} - t''_{cm} \right).$$
(20.7)

Погрешность определения  $\Phi$  по этой формуле тем меньше, чем тоньше стенка трубки. Так, при отношении  $d_H/d_6 = 2$  погрешность подсчёта  $\Phi$  по уравнению (20.7) составляет 4 %, а при  $d_H/d_6 = 1,5$  – только 1,4 %. Для теплообменных аппаратов это отношение значительно меньше 1,5, поэтому погрешность получается незначительной.

Точно определить тепловой поток сквозь однослойную стенку любой формы (плоскую, цилиндрическую или сферическую) можно по обобщенному уравнению, аналогичному уравнению (20.1):

$$\Phi = \lambda S(t'_{cm} - t''_{cm})/\delta,$$

где *S* – средняя площадь поверхности стенки; для плоской стенки:

$$S = 0,5(S'+S'') = S$$
,

для цилиндрической стенки:

$$S = \frac{S'-S''}{\ln(S'/S'')} = \varphi_{\sqrt{S'S''}},$$

где  $\varphi$  – поправочный коэффициент, значение которого зависит отношения площади наружной поверхности *S*' к площади внутренней поверхности *S*''.

Ниже приведены значения поправочного коэффициента  $\varphi$  для расчета средней цилиндрической поверхности в зависимости от отношения S'/S''.

<i>S' / S"</i>	1	1,2	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	6,0
arphi	1	1,0014	1,009	1,014	1,02	1,035	1,051	1,082	1,111	1,139

Для сферической (шарообразной) поверхности:

$$\overline{S} = \sqrt{S'S''}$$

#### 20.4. Примеры решения задач

#### Пример 20.1

Определить эквивалентную теплопроводность  $\lambda_{3KB}$  плоской стенки, состоящей из трех слоев изоляции: внутреннего [ $\delta_1 = 10$  мм,  $\lambda_1 = 0,28$  BT/(м·K)], основного из диатомитового кирпича [ $\delta_2 = 60$  мм,  $\lambda_2 = 0,14$  BT/(м·K)] и наружного штукатурного [ $\delta_3 = 5$  мм,  $\lambda_3 = 1,16$  BT/(м·K)].

#### Решение.

Пользуясь обобщенным уравнением  $R = \delta \lambda$ , вычисляем частные сопротивления:

$$R_1 = 10 \cdot 10^{-3}/0,28 = 35,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{K/BT};$$
  
 $R_2 = 60 \cdot 10^{-3}/0,14 = 429 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{K/BT};$   
 $R_3 = 5 \cdot 10^{-3}/1,16 = 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{K/BT}.$ 

Теперь можно подсчитать значения эквивалентной теплопроводности:

$$\lambda_{3K6} = \delta / R = (\delta_1 + \delta_2 + \delta_3) / (R_1 + R_2 + R_2) =$$
  
= 75.10<sup>-3</sup>/(35,7.10<sup>-3</sup> + 429.10<sup>-3</sup> + 4,3.10<sup>-3</sup>) = 0,16 BT/(M·K)

#### Пример 20.2

Определить наружную температуру кирпичной кладки трубчатой печи, если ее площадь  $S = 140 \text{ m}^2$ , тепловой поток  $\Phi = 120 \text{ кBT}$ , а температура огнеупорной кладки со стороны топки  $t'_{cm} = 1020$  °C.

Кирпичная кладка состоит из двух слоев: слоя огнеупорного кирпича  $[\delta_1 = 250 \text{ мм}, \lambda = 0,34 \text{ Вт/(м·K)}]$  и слоя красного кирпича  $[\delta_2 = 250 \text{ мм}, \lambda = 0,68 \text{ Вт/(м·K)}]$ .

Решение.

Поверхностная плотность теплового потока

$$q = \frac{\Phi}{S} = 120 \cdot 10^3 / 140 = 857 \text{ BT/m}^2.$$

Термическое сопротивление кирпичной кладки: слоя огнеупорного кирпича

$$R_1 = \delta_1 / \lambda_1 = 250 \cdot 10^{-3} / 0.34 = 0.735 \text{ m}^2 \cdot \text{K/BT};$$

слоя красного кирпича

$$R_2 = \delta_2 / \lambda_2 = 250 \cdot 10^{-3} / 0,68 = 0,367 \text{ m}^2 \cdot \text{K/BT}.$$

Искомая температура:

$$t''_{cm} = t'_{cm} - q(R_1 + R_2) = 1020-857 \cdot (0,735 + 0,367) = 75$$
 °C.

#### 20.5. Контрольные вопросы

- 1) Что называется теплообменом?
- 2) Что такое тепловой поток?
- 3) Что такое поверхностная плотность теплового потока?

4) Какие величины влияют на теплопроводность?

5) Что такое термическое сопротивление стенки?

6) Где поверхностная плотность теплового потока, проходящего через цилиндрическую стенку, больше: на внутренней или внешней ее поверхности?

7) Как определяется эквивалентная теплопроводность плоской стенки?

# 21. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

#### 21.1. Общие понятия

Конвективным теплообменом, как отмечалось выше, называется процесс совместной передачи тепла конвекцией и теплопроводностью. В практических условиях под таким процессом понимается теплообмен между поверхностью твердой стенки и омывающей ее жидкостью (капельной или газообразной). Такой конвективный теплообмен называется *mennoomdaчeй*.

Тепловой поток  $\Phi$  при конвективном теплообмене пропорционален площади поверхности стенки и разности температур жидкости и стенки. Он подсчитывается по уравнению Ньютона – Рихмана:

$$\Phi = \alpha S(t_1 - t_2),$$

где  $S_1$  – площадь поверхности, сквозь которую происходит передача теплоты, м<sup>2</sup>;  $t_1$  – температура нагревающего тела, <sup>0</sup>C;  $t_2$  – температура нагреваемого тела, <sup>0</sup>C;  $t_1$  -  $t_2$  – температурный напор, <sup>0</sup>C;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·K).

На коэффициент теплоотдачи влияют разнообразные факторы: скорость потока жидкости; характер сил, вызывающих ее движение; физические свойства самой жидкости (плотность, вязкость, теплопроводность) и, прежде всего, режим течения жидкости.

Как установил О. Рейнольдс в своих опытах (1884), следует различать два основных режима движения жидкости: *ламинарный* и *турбулентный*, описываемых различными уравнениями.

В потоке ламинарного режима все частицы жидкости движутся по параллельным траекториям и не перемешиваются друг с другом. При этом передача теплоты от одной струйки к другой происходит только теплопроводностью, а так как теплопроводность жидкостей невелика, то и распространение теплоты в ламинарном потоке происходит медленно.

В потоке турбулентного режима частицы жидкости движутся беспорядочно: каждая частица перемешивается вдоль канала. При этом происходит перемешивание частиц жидкости и перенос тепла конвекцией. Однако при таком перемешивании происходят неизбежные столкновения частиц, и тогда теплота переходит от одной частицы к другой вследствие их теплопроводности.

# 21.2. Подобие процессов конвективного обмена

Определение коэффициента теплоотдачи *а* теоретическим путем весьма затруднительно, а в большинстве случаев даже невозможно из-за большого количества факторов, влияющих на конвективный теплообмен.

Поэтому значение этого коэффициента определяют опытным путем. Такие опыты можно проводить непосредственно на промышленных установках (паровых котлах, подогревателях и др.). Но такой путь используют редко, так как он обходится дорого.

Поэтому обычно исследования конвективного теплообмена проводят на моделях небольших размеров, а результаты таких исследований переносят на промышленные установки. Для этого необходимо, чтобы процессы в моделях и в промышленной установке были подобными. Условия, необходимые для создания подобных процессов, раскрываются *meopueй nodoбия*.

С понятием подобия мы впервые встречаемся в геометрии, где рассматриваются условия подобия геометрических фигур. Например, из геометрии известно, что условием подобия треугольников является равенство отношений основания прямоугольника b к его высоте h.

В обобщенном виде для подобных прямоугольников это условие можно записать в виде:  $b_1 / h_1 = b_2 / h_2 = b_3 / h_3 = k_h$ .

Здесь величина  $k_h$  называется числом геометрического подобия.

Трубы теплообменников иногда выполняют в виде змеевиков (рис. 21.1). Условиями геометрического подобия двух таких змеевиков являются два равенства:  $l_1/d_1 = l_2/d_2$  и  $R_1/d_1 = R_2/d_2$ , где  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы этих змеевиков (внутренние или наружные). Подобными могут быть



Рис. 21.1. Геометрически подобные змеевики

не только геометрические фигуры, но и любые физические величины, а также физические процессы, например, процессы конвективного теплообмена, протекающего в теплообменном аппарате и в его модели.

В основе подобия таких процессов лежит их геометрическое подобие. Это значит, что каналы в аппарате и его модели, должны быть геометрически подобными. Кроме того, подобие процессов конвективного теплообмена обусловлено равенством особых безразмерных комплексов, состоящих из физических величин, влияющих на теплообмен, например, таких, как ско-

рость потока, вязкость и плотность жидкости, омывающей стенку, температуры стенки и жидкости и др. Такие безразмерные комплексы называются *числами (критериями) подобия*.

Следует иметь в виду, что равенство одноименных чисел подобия в подобных процессах, протекающих в модели и в установке, не означает, что одноименные величины, входящие в уравнения таких чисел, должны
быть равны между собой (т.е. чтобы жидкости, протекающие в модели и в установке, имели одинаковую плотность, вязкость, скорость и т.д.). Необходимо только, чтобы комплексы величин, составляющих одноименные числа подобия, были бы равны между собой.

## 21.3. Числа подобия

Числам подобия присвоены имена ученых, сделавших большие открытия в области теплообмена и гидродинамики. Такие числа обозначают одной или двумя начальными буквами фамилий этих ученых.

Для стационарных процессов конвективного теплообмена в однофазной несжимаемой жидкости с постоянными (кроме плотности) физическими свойствами характерны следующие безразмерные числа подобия.

*Число Нуссельта* (Nu). Это число подобия определяет интенсивность конвективного теплообмена на границе стенка – жидкость. Чем интенсивнее происходит конвективный теплообмен, тем больше число Nu и тем больше коэффициент теплоотдачи *a*, что видно из следующей формулы:

$$Nu = \alpha l_0 / \lambda, \qquad (21.1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\lambda$  – теплопроводность жид-кости, Вт/(м·К);  $l_0$  – определяющий линейный размер, м.

Определяющим называется *размер*, которым определяется развитие процесса теплообмена. Если жидкость, участвующая в теплообмене, протекает в круглой трубе, то определяющим размером являются  $d_{\rm BH}$  – внутренний диаметр трубы. При поперечном обтекании трубы или пучка труб в уравнение (21.1) подставляется вместо  $l_0$  значение наружного диаметра трубы или труб. Если сечение канала, по которому течет жидкость, сложной формы, то определяющим размером является так называемый эквивалентный диаметр  $l_0 = d_{_{3KB}} = 4S/\pi$ , где S – площадь поперечного сечения канала,  $\pi$  – смоченный периметр канала. При продольном обтекании плиты определяющим размером является ее длина l.

*Число Стантона* (St). Оно, как и число Нуссельта, определяет интенсивность теплоотдачи:

St = 
$$\alpha/(c_p \rho w)$$
,

где  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К);  $\rho$  – плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>; *w* – скорость движения жидкости, м/с.

*Число Рейнольдса* (Re). Оно определяет режим движения жидкости и характеризует соотношение сил инерции к силам вязкости:

$$\text{Re} = w_0 l_0 / \nu$$
, (21.2)

где  $w_0$  – средняя (линейная) скорость движения жидкости, м/с, определяемая отношением объемного расхода к площади поперечного сечения потока;  $l_0$  – характерный линейный размер, м; v – кинематическая вязкость жидкости, м<sup>2</sup>/с. При движении жидкости в каналах любой формы поперечного сечения в качестве характерного линейного размера принимают эквивалентный диаметр  $d_{3\kappa B}$ . В частном, но наиболее распространенном случае течения жидкости в круглоцилиндрической трубе, за характерный линейный размер принимают внутренний диаметр трубы. В этом случае движение жидкости остается ламинарным, пока Re < 2000. При Re  $\geq$  4000 режим течения жидкости считается турбулентным. При Re  $\geq$  2000 и Re < 4000 имеет место переходный режим от ламинарного к турбулентному. В этом диапазоне изменения числа Re ламинарный поток самопроизвольно переходит в турбулентный, а турбулентный в ламинарный.

Поскольку гидродинамическое подобие тоже является необходимым условием подобия процессов конвективного теплообмена, то в подобных процессах число Re должно быть одинаковым.

*Число Прандтля* (Pr). Это число подобия определяет физический параметр, характеризующий соотношение молекулярных свойств переноса количества движения и теплоты:

$$\Pr = v/a, \tag{21.3}$$

где a – температуропроводность жидкости, м<sup>2</sup>/с; v – кинематическая вязкость жидкости, м<sup>2</sup>/с.

В правой части уравнения (21.3) обе величины – параметры состояния, поэтому и само число подобия является параметром состояния.

Значение числа Pr идеальных газов зависит только от их атомности.

Число Pr

Для идеальных газов: одноатомных – 0,67 двухатомных – 0,72

трехатомных – 0,80.

Зависимость числа Pr реальных газов от температуры очень незначительна.

Число Pr капельных жидкостей заметно изменяется только в пределах температур от 0 и примерно до  $130 \, {}^{0}$ C (с ростом температуры число Pr увеличивается). При температурах выше  $130 \, {}^{0}$ C число Pr изменяется незначительно и его можно принять равным 1. Зависимость числа Pr от давления становится заметной только при состояниях жидкости, близких к критическому.

*Число Пекле* (Ре). Число Пекле является произведением чисел подобия Re и Pr. Оно характеризует соотношение конвективных и молекулярных потоков теплоты при конвективном теплообмене:

$$Pe = Re \cdot Pr = w_0 l_0 / a$$
.

*Число Грасгофа* (Gr). Число подобия Грасгофа определяет соотношение подъемной силы, вызываемой разностью плотностей холодных и нагретых частиц жидкости и сил молекулярного трения. Другими словами, число Gr характеризует интенсивность свободного движения жидкости:

$$\mathrm{Gr} = \beta g l_0^3 \Delta t / v^2,$$

где  $\beta$  – температурный коэффициент объемного расширения, К<sup>-1</sup> (для идеальных газов  $\beta = 1/273,15$  К<sup>-1</sup>); g – ускорение свободного падения, м/c<sup>2</sup>;  $\Delta t$ – разность между определяющими температурами жидкости и стенки, <sup>0</sup>C; v – кинематическая вязкость жидкости, м<sup>2</sup>/с.

Большинство величин, входящих в правые части обобщенных уравнений конвективного теплообмена, зависят от температуры. Поэтому необходимо, чтобы значения всех этих величин были отнесены к какой-то одной *определяющей температуре*. Такой температурой может быть температура стенки, обозначаемая  $t_{cm}$  или средняя температура потока жидкости, обозначаемая  $t_{cm}$ .

В большинстве случаев в качестве определяющей принимается температура набегающего потока жидкости (т.е. температура во входном сечении канала) или средняя температура по длине потока.

Если отношение температур жидкости при входе в канал  $t_{\mathcal{H}_1}$  и при выходе из него  $t_{\mathcal{H}_2}$  меньше двух, то средняя температура жидкости по длине канала  $t_{\mathcal{H}}$  может определяться как средняя арифметическая температура:

$$t_{\mathcal{H}} = 0,5(t_{\mathcal{H}_1} + t_{\mathcal{H}_2}).$$

При значительной разности температур  $t_{\mathcal{H}_1}$  и  $t_{\mathcal{H}_2}$  в качестве средней температуры жидкости принимается средняя логарифмическая температура:

$$t_{\mathcal{H}} = \frac{\Delta t_{ex} - \Delta t_{eblx}}{\ln(\Delta t_{ex} / \Delta t_{eblx})}.$$
(21.4)

Здесь  $\Delta t_{ex}$  и  $\Delta t_{eblx}$  – разности температур жидкости и стенки соответственно на входе в канал и выходе из него.

Таким образом, в уравнении конвективного теплообмена может быть использована температура стенки или средняя температура жидкости. Чтобы указать, какая из этих температур принята в данном конкретном случае определяющей, в расчетные уравнения вводится соответствующий индекс ("ст" или "ж"). Часто в индексе указывается также, что принимается в данном конкретном уравнении в качестве определяющего размера: l или h - при вертикальной стенке или диаметр d (действительный или эквивалентный). Поэтому числа подобия могут быть написаны, например, так:  $\operatorname{Re}_{d,ж}$ ,  $\operatorname{Nu}_{h,x}$ , (или  $\operatorname{Re}_{x}$ ,  $\operatorname{Nu}_{cT}$ ,  $\operatorname{Nu}_{x}$ ). В табл. 21.1 и 21.2 приведены значения величин, входящих в рассмотренные числа подобия, а также значения числа Прандтля, отнесенные к температурам, указанным в первой графе этих таблиц.

### Таблица 21.1

Темпера-	Плот-	Удельная	Тепло-	Темпера-	Кинема-	Число
тура <i>t</i> ,	ность	теплоем-	провод-	туропро-	тическая	Прандтля,
<sup>0</sup> C	$ ho$ , кг/м $^3$	кость <i>с</i> <sub>р</sub> ,	ность $\lambda$ ,	водность	вязкость	Pr
		кДж/(кг•К)	мВт/(кг•К)	<i>а</i> , мм <sup>2</sup> /с	<i>v</i> , мм <sup>2</sup> /с	
1	2	3	4	5	6	7
0	1,293	1,005	24,4	18,8	13,28	0,707
10	1,247	1,005	25,1	20,0	14,16	0,705
20	1,205	1,005	25,9	21,4	15,06	0,703
30	1,165	1,005	26,7	22,9	16,00	0,701
40	1,128	1,005	27,6	24,3	16,96	0,699
50	1,093	1,005	28,3	25,7	17,95	0,698
60	1,060	1,005	29,0	27,2	18,97	0,696
70	1,029	1,009	29,6	28,6	20,02	0,694
80	1,000	1,009	30,5	30,2	21,09	0,692
90	0,972	1,009	31,3	31,9	22,10	0,690
100	0,946	1,009	32,1	33,6	32,13	0,688
120	0,998	1,009	33,4	36,8	25,45	0,686
140	0,854	1,013	34,9	40,3	27,80	0,684
160	0,815	1,017	36,4	43,9	30,09	0,682
180	0,779	1,022	37,8	47,5	32,49	0,681
200	0,746	1,026	39,3	51,4	34,85	0,680
250	0,674	1,038	42,7	61,0	40,61	0,677
300	0,615	1,047	46,0	71,6	48,33	0,674
350	0,566	1,059	49,1	81,9	55,46	0,676
400	0,524	1,068	52,1	93,1	63,09	0,678

Физические свойства сухого воздуха (при давлении *p* = 101,325 кПа)

## Таблица 21.2

# Физические свойства воды на линии насыщения (при давлении *p* = 101,325 кПа)

Темпе-	Плот-	Удель-	Удельная	Тепло-	Темпе-	Кинема-	Число
ратура	ность	ная	теплоем-	провод-	ратуро-	тическая	Пран-
<i>t</i> , <sup>0</sup> C	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	энталь-	кость <i>с</i> <sub>р</sub> ,	ность λ,	провод-	вязкость	дтля,
		пия <i>i</i> ,	кДж/(кг•К)	мВт/(кг•К)	ность а,	<i>v</i> , мм <sup>2</sup> /с	Pr
		кДж/кг			мм <sup>2</sup> /с		
1	2	3	4	5	6	7	8
0	999,9	0	4,212	351	0,131	1,789	13,67
10	999,7	42,04	4,191	574	0,137	1,306	9,52
20	998,2	83,91	4,183	599	0,143	1,006	7,02

## Продолжение табл. 21.2

1	2	3	4	5	6	7	8
30	995,7	125,7	4,174	618	0,149	0,805	5,42
40	992,2	167,5	4,174	635	0,153	0,659	4,31
50	988,1	209,3	4,174	648	0,157	0,556	3,54
60	983,1	251,1	4,179	659	0,160	0,478	2,98
70	977,8	293,0	4,187	668	0,163	0,415	2,55
80	971,8	335,0	4,195	674	0,166	0,365	2,21
90	965,3	377,0	4,208	680	0,168	0,326	1,95

## 21.4. Обобщенные математические зависимости в процессах конвективного теплообмена

Главной задачей изучения процессов конвективного теплообмена является определение коэффициента теплоотдачи *а* для определенных условий теплообмена, поэтому уравнения конвективного теплообмена решаются относительно этого числа, значение которого определяется числами Re, Pr и Gr. Число Nu в этих уравнениях является функцией, а остальные четыре параметра независимыми переменными. Все эти четыре числа подобия достаточно полно характеризуют процесс конвективного теплообмена, и задача сводится к тому, чтобы найти связь между ними. Такие связи были найдены в результате проведения большого числа экспериментов академиком M.A. Михеевым.

Обобщенное уравнение конвективного теплообмена может быть записано в следующем виде:

Nu = 
$$C \operatorname{Re}^{m} \operatorname{Pr}^{n} \operatorname{Gr}^{p} \left(\frac{\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}}{\operatorname{Pr}_{cm}}\right)^{0,25}$$
. (21.5)

Значения коэффициента *С* и показателей степени *m*, *n* и *p* определяются опытным путем для конкретных случаев конвективного теплообмена.

#### 21.5. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости

Движение жидкости вдоль плоской стенки. Обобщенное уравнение (21.5) действительно для любых случаев конвективного теплообмена. В частном случае при вынужденном движении жидкости вдоль гладкой плиты обобщенное уравнение принимает вид:

Nu<sub>*l*,*w*</sub> = *C* Re<sup>*m*</sup><sub>*l*,*w*</sub> Pr<sup>*n*</sup><sub>*w*</sub> 
$$\left(\frac{\Pr_{\mathcal{H}}}{\Pr_{cm}}\right)^{0,25}$$
. (21.6)

Здесь определяющими величинами являются скорость потока  $w_0$ , температура набегающего потока  $t_{\mathcal{H}}$ , длина плиты l.

Число Gr из этого уравнения исключено, так как при вынужденном движении жидкости свободная конвекция отсутствует или она незначительна.

При ламинарном движении расчетное уравнение принимает вид:

Nu 
$$_{l,\mathcal{H}} = 0,66 \operatorname{Re}_{l,\mathcal{H}}^{0,8} \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}^{0,33} \left(\frac{\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}}{\operatorname{Pr}_{cm}}\right)^{0,25};$$
 (21.7)

при турбулентном движении:

Nu<sub>*l*,
$$\mathcal{H}$$
 = 0,037 Re<sup>0,8</sup><sub>*l*, $\mathcal{H}$</sub>  Pr<sup>0,43</sup> <sub>$\mathcal{H}$</sub>   $\left(\frac{\mathrm{Pr}_{\mathcal{H}}}{\mathrm{Pr}_{cm}}\right)^{0,25}$ . (21.8)</sub>

Отношение  $\left(\frac{\Pr_{\mathcal{H}}}{\Pr_{cm}}\right)$  учитывает разность температур стенки и жидко-

сти  $t_{cm} - t_{\mathcal{H}}$ . Чем меньше эта разность, тем больше  $\left(\frac{\Pr_{\mathcal{H}}}{\Pr_{cm}}\right)$  приближается к елинице

к единице.

Когда омывающей жидкостью является газ, то из расчетного уравнения исключается отношение чисел Pr в степени 0,25, поскольку это отношение от температуры почти не зависит.

Для воздуха Pr = 0,7 и расчетное уравнение для него следующее:

при ламинарном движении

$$\operatorname{Nu}_{l,\mathcal{H}} = 0,57 \cdot \operatorname{Re}_{l,\mathcal{H}}^{0,5}; \qquad (21.9)$$

при турбулентном движении

$$Nu_{l,\mathcal{H}} = 0,032 \cdot Re_{l,\mathcal{H}}^{0,8}$$
 (21.10)

В уравнениях (21.6) – (21.10) температура стенки принимается неизменной ( $t_{cm} = \text{const}$ ).

*Движение жидкости в трубе*. Обобщение уравнения для среднего значения коэффициента теплоотдачи при вынужденном движении жидкости по трубам имеет вид:

при ламинарном движении ( $\text{Re}_{\text{*}} < 2 \cdot 10^3$ )

$$\operatorname{Nu}_{d,\mathcal{H}} = 1,4 \cdot \left(\operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}} \cdot d/l\right)^{0,4} \cdot \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}^{0,33}\left(\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}/\operatorname{Pr}_{cm}\right)^{0,25}, \qquad (21.11)$$

при турбулентном движении (  $\text{Re}_{\mathcal{H}} > 1 \cdot 10^4$  )

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0,021 \ Re_{\mathcal{H}}^{0,8} \cdot Pr_{\mathcal{H}}^{0,43} (Pr_{\mathcal{H}} / Pr_{cm})^{0,25}.$$
(21.12)

В уравнениях (21.11) и (21.12) определяющим размером является внутренний диаметр трубы. Эти уравнения применимы к процессам протекания жидкости по прямым трубам не только круглого, но и квадратного, прямоугольного и треугольного сечений, а также к пучкам труб. Если труба выполнена в виде змеевика, то вследствие центробежных сил, действующих на частицы жидкости, условия перемешивания жидкости улучшаются, и коэффициент теплоотдачи увеличивается. Это учитывается поправкой

$$\varepsilon_{\rm R} = 1 + 1,77 d/R,$$

где *d* – диаметр трубы; *R* – радиус змеевика.

Таким образом, коэффициент теплоотдачи в змеевике  $\alpha_R = \varepsilon_R \alpha$ .

Коэффициент теплоотдачи увеличивается и в тех случаях, когда теплоотдача рассчитывается для коротких труб. В таких трубах на среднее значение коэффициента  $\alpha$  оказывают заметное влияние улучшенные условия теплоотдачи в начальном участке трубы, где происходит формирование потока жидкости. Это влияние тем сильнее, чем короче труба.

Влияние начального участка учитывается особой поправкой  $\varepsilon_l$ , которая приводится в табл. 21.3. Из таблицы видно, что при отношениях  $l/d \ge 50$  влияние начального участка трубы можно не учитывать.

Таблица 21.3

Re <sub>d, ж</sub>	l/d							
	1	2	5	10	20	30	40	50
$1.10^{4}$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,13	1,07	1,03	1
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,10	1,05	1,02	1
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,08	1,04	1,02	1
$1 \cdot 10^{5}$	1,28	1,22	1,15	1,10	1,06	1,03	1,02	1
$1.10^{6}$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,03	1,02	1,01	1

Поправка  $\varepsilon_{i}$ 

Обтекание одиночной трубы поперечным потоком жидкости. При таком обтекании (рис. 21.3) значение коэффициента а по окружности тру-

бы неодинаково. Максимальное значение его обычно бывает на лобовой части трубы (на рис. 21.3 – левой), когда угол  $\varphi = 0^0$ . Минимальное значение  $\alpha$  имеет при угле  $\varphi \approx 100^0$ , затем в зоне образования вихрей  $\alpha$  снова увеличивается вследствие лучшего перемешивания частиц обтекающей жидкости.

Обобщенные уравнения для определения среднего значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  по периметру трубы получается из урав-





нения (21.4) путем исключения из него числа Грасгофа Gr, поскольку сво-

бодной конвекции жидкости при вынужденном обтекании трубы нет. Значения коэффициента *С* и показателя степени *m* определены опытным путем. Таким образом, расчетными уравнениями для рассматриваемого случая конвективного теплообмена являются следующие:

при  $\operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}} < 10^3$ 

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0.56 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0.5} \cdot \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}^{0.36} (\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}/\operatorname{Pr}_{\mathfrak{K}})^{0.25}; \qquad (21.13)$$

при  $\operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}} > 10^3$ 

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0.28 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0,6} \cdot \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}^{0,36} (\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}/\operatorname{Pr}_{cT.})^{0,25}.$$
 (21.14)

Для воздуха оба эти уравнения упрощаются и принимают вид:

при 
$$\operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}} < 10^3$$
  $\operatorname{Nu}_{d,\mathcal{H}} = 0,49 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0,5};$  (21.15)

при 
$$\operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}} > 10^3$$
  $\operatorname{Nu}_{d,\mathcal{H}} = 0,245 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0,6}$ . (21.16)

В уравнениях (21.13) – (21.16) определяющим размером является диаметр трубы. Все величины, входящие в эти уравнения, следует определять при средней температуре жидкости. Эти уравнения действительны только для круглых труб. Процесс теплоотдачи для труб других сечений (квадратных, овальных) более сложен. Кроме того, подсчитываемые по этим зависимостям коэффициенты теплоотдачи  $\alpha$  относят к потоку жидкости, движущемуся перпендикулярно оси трубы. При уменьшении угла атаки  $\psi$  коэффициент  $\alpha$  уменьшается.

Обтекание пучка труб поперечным потоком жидкости. Если в по-



Рис. 21.4. Пучки с коридорным (а) и с шахматным (б) расположением труб

перечном потоке жидкости расположена не одиночная труба, а пучок труб, то интенсивность теплоотдачи зависит не только от факторов, влияющих на теплоотдачу, но и от взаимного расположения труб в пучке.

В практических условиях обычно применяют коридорное и шахматное расположение труб в пучке (рис. 21.4).

Характеристиками пучка являются отношения поперечного  $S_1$  и продольного  $S_2$  шагов к диаметру труб, т.е. отношения  $S_1/d$  и  $S_2/d$ .

Теплоотдача в пучке во многом зависит также от режима движения жидкости. При ламинарном течении набегающего потока и при малом зна-

чении числа Рейнольдса ( $\text{Re}_{\pi} < 10^3$ ) такой же характер режима движения может сохраниться в потоке, движущемся в пучке. При  $\text{Re}_{\pi} = 10^3...10^5$  и ламинарном режиме движения набегающего потока в пучке образуется турбулентный режим и, наконец, при  $\text{Re}_{\pi} > 10^5...2 \cdot 10^5$  турбулентный режим движения потока устанавливается не только внутри пучка, но и в набегающем потоке. Таким образом, можно говорить о трех режимах обтекания поперечного пучка труб: ламинарном, смешанном и турбулентном.

В практических условиях типичным является смешанный режим ( $\text{Re} = 10^3 \dots 10^5$ ), когда в набегающем потоке сохраняется ламинарное течение, которое в пучке переходит в турбулентный режим движения. В пучках с коридорным и шахматным расположением труб омывание первого ряда труб мало чем отличается от условий обтекания одиночной трубы, но в последующих рядах условия обтекания зависят и от взаимного расположения труб. Шахматное расположение труб в пучке больше способствует турбулизации омывающего потока жидкости, чем коридорное, а, следовательно, и улучшению теплоотдачи.

Однако независимо от расположения труб (коридорное или шахматное) турбулизация потока в пучке увеличивается примерно только до третьего ряда, а дальше остается постоянной. В соответствии с этим и значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  увеличивается только от первого до третьего ряда труб, а, начиная с третьего ряда, принимает постоянное значение.

В шахматном пучке для первого и второго ряда труб коэффициент  $\alpha_1 = 0, 6 \cdot \alpha_3$  и  $\alpha_2 = 0, 7 \cdot \alpha_3$ , при коридорном расположении труб  $\alpha_1 = 0, 6 \cdot \alpha_3$  и  $\alpha_2 = 0, 9 \cdot \alpha_3$ , где  $\alpha_3$  – коэффициент теплоотдачи третьего и последующих рядов труб.

Значения  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  являются приблизительными. Например, если режим течения уже в набегающем потоке турбулентный, то может оказаться, что  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 ... = \alpha_n$ .

Средние значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  по периметру трубы для одного ряда труб в зависимости от расположения их в пучке и от характера движения жидкости могут быть подсчитаны по следующим формулам:

а) коридорное расположение труб в пучке:

при  $\text{Re}_{d,\mathcal{H}} < 10^3$ 

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0.56 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0.6} \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}^{0.36} (\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}/\operatorname{Pr}_{cm})^{0.25}, \qquad (21.17)$$

при  $\text{Re}_{d,\mathcal{H}} > 10^3$ 

Nu<sub>*d*,
$$\mathcal{H}$$</sub> = 0,22 Re<sup>0,65</sup><sub>*d*, $\mathcal{H}$</sub>  Pr <sub>$\mathcal{H}$</sub> <sup>0,36</sup> (Pr <sub>$\mathcal{H}$</sub> /Pr<sub>*cm*</sub>)<sup>0,25</sup>; (21.18)

б) шахматное расположение труб в пучке:

при  $\text{Re}_{d,\mathcal{H}} < 10^3$ 

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0.56 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0.5} \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}^{0.36} (\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}/\operatorname{Pr}_{cm})^{0.25}, \qquad (21.19)$$

при  $\operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}} > 10^3$ 

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0.40 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0.6} \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}^{0.36} (\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}} / \operatorname{Pr}_{cm})^{0.25}.$$
(21.20)

Для воздуха расчетные формулы следующие: а) коридорное расположение труб в пучке: при  $\operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}} < 10^3$ 

$$\operatorname{Nu}_{d,\mathcal{H}} = 0,49 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0,5}, \qquad (21.21)$$

при  $\operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}} > 10^3$ 

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0,194 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0,65};$$
 (21.22)

б) шахматное расположение труб в пучке: при  $\text{Re}_{d,\mathcal{H}} < 10^3$ 

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0,49 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0,5},$$
 (21.23)

при Re<sub>d,ж</sub> >10<sup>3</sup>

$$Nu_{d,\mathcal{H}} = 0.35 \operatorname{Re}_{d,\mathcal{H}}^{0.6}$$
 (21.24)

Уравнения (21.17) – (21.24) действительны для потока жидкости, направленного перпендикулярно трубам в пучке. Для иных углов атаки этот коэффициент уменьшается. Соответствующие значения поправки  $\varepsilon_{\psi}$  в зависимости от угла атаки  $\psi$  приводятся в табл. 21.4.

Таблица 21.4

∉, град	$\mathcal{E}_{\mathcal{V}}$	<i>ψ</i> , град	$\mathcal{E}_{\mathcal{V}}$
90	1	40	0,78
80	1	30	0,67
70	0,98	20	0,52
60	0,94	10	0,42
50	0,88		

Поправка  $\varepsilon_{\psi}$  в зависимости от угла атаки  $\psi$ 

При расчетах теплопередачи в пучках труб среднее значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{пуч}$  для всего пучка, состоящего из *n* рядов, определяется по уравнению

$$\alpha_{nyy} = \frac{\alpha_1 \cdot S_1 + \alpha_2 \cdot S_2 + \alpha_3 \cdot S_3 + \dots + \alpha_n \cdot S_n}{S_1 + S_2 + S_3 + \dots + S_n},$$

где  $S_1, S_2, S_3, ..., S_n$  – суммарные площади поверхности нагрева труб соответственно в первом, втором и других рядах;  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, ..., \alpha_n$  – коэффициенты теплоотдачи в трубах этих рядов.

Так как не только диаметры, но и длины труб в пучке одинаковы, то  $S_1 = S_2 = S_3 = ... = S_n = S$ , кроме того, учитывая, что  $\alpha_3 = \alpha_4 = ... = \alpha_n$ , можно написать

$$a_{nyy} = \frac{\left[\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_n(n-2)\right]S}{n \cdot S} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_n(n-2)}{n}.$$

Обозначив  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  через  $\alpha$  и имея в виду, что для коридорного пучка  $\alpha_1 = 0,6\alpha$  и  $\alpha_2 = 0,9\alpha$ , а для шахматного  $\alpha_1 = 0,6\alpha$  и  $\alpha_2 = 0,7\alpha$ , то для коридорного пучка

$$\alpha_{nyy} = (0,6+0,9+n-2)\alpha / n = (n-0,5)\alpha / n, \qquad (21.25)$$

для шахматного

$$\alpha_{nyu} = (0,6+0,7+n-2)\alpha / n = (n-0,7)\alpha / n$$

## 21.6. Теплоотдача при свободном движении жидкости

Свободное движение жидкости является следствием разности плотностей холодных (более тяжелых) и нагретых (более легких) частиц жидкости. При этом нагретые частицы поднимаются, а холодные опускаются. Таким образом, получается естественная циркуляция жидкости.

Для нахождения среднего значения коэффициента теплоотдачи при свободном движении жидкости в больших пространствах получены следующие обобщенные зависимости:

для ламинарного режима движения в горизонтальных трубах в пределах значений  $10^3 < \text{Gr}_{d,\mathcal{H}} \cdot \text{Pr}_{\mathcal{H}} < 10^8$ 

$$\operatorname{Nu}_{d,\mathcal{H}} = 0,50 \left( \operatorname{Gr}_{d,\mathcal{H}} \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}} \right)^{0,25} \cdot \left( \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}} / \operatorname{Pr}_{cm} \right)^{0,25}; \qquad (21.26)$$

для *ламинарного* режима движения на *вертикальных* поверхностях труб, *плоских* стенок в пределах значений  $10^3 < Gr_{h,\mathcal{H}} \cdot Pr_{\mathcal{H}} < 10^9$ 

$$\operatorname{Nu}_{h,\mathcal{H}} = 0,76 \left( \operatorname{Gr}_{h,\mathcal{H}} \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}} \right)^{0,25} \cdot \left( \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}} / \operatorname{Pr}_{cm} \right)^{0,25}; \qquad (21.27)$$

для *турбулентного* режима движения на *вертикальных* поверхностях труб, *плоских* стенок, когда  $Gr_{h,\mathcal{H}} \cdot Pr_{\mathcal{H}} > 10^9$ 

$$Nu_{h,\mathcal{H}} = 0.15 (Gr_{h,\mathcal{H}} Pr_{\mathcal{H}})^{0.33} \cdot (Pr_{\mathcal{H}} / Pr_{\mathcal{C}m})^{0.25}.$$
 (21.28)

В уравнении (21.26) для горизонтальных труб характерным размером является  $l_0 = d$ , а в уравнениях (21.27) и (21.28) (для вертикальных труб и плоских стенок)  $l_0 = h$ . Определяющая температура (во всех трех уравнениях) – температура окружающей среды  $t_{\mathcal{H}}$ .

#### 21.7. Особые случаи процессов теплоотдачи

*Теплоотдача от жидких металлов к стенке*. Для определения коэффициента теплоотдачи при *вынужденном* турбулентном движении ( $\text{Re}_{\mathcal{H}} = 10^4...10^6$ ;  $\text{Pr}_{\mathcal{H}} = 0,004...0032$  и l/d > 30) жидких щелочных и тяжелых металлов (натрий, калий, литий, ртуть, олово и др.) рекомендуется следующее уравнение:

$$\operatorname{Nu}_{\mathcal{H}} = 4,5 + 0,014 (\operatorname{Re}_{\mathcal{H}} \cdot \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}})^{0,8}$$

Поправка  $\varepsilon_l$  на длину трубы при l/d < 30 определяется по формуле  $\varepsilon_l = 1,72(d/l)^{0,16}$ .

За определяющую температуру принимают среднюю температуру металла, а за определяющий линейный размер – эквивалентный диаметр канала.

При свободном движении щелочных и тяжелых металлов и их сплавов используют следующее обобщенное уравнение:

$$\operatorname{Nu}_{\mathcal{H}} = C \operatorname{Gr}^n \operatorname{Pr}^{0,4}_{\mathcal{H}}$$

В частности, при ламинарном режиме движения ( $Gr_{\mathcal{H}} = 10^2 ... 10^9$ )

$$\operatorname{Nu}_{\mathcal{H}} = 0,52 \operatorname{Gr}_{\mathcal{H}}^{0,25} \operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}^{0,4}$$

а при турбулентном режиме ( $Gr_{\mathcal{H}} = 10^9...10^{13}$ )

$$Nu_{\mathcal{H}} = 1,106 \text{ Gr}_{\mathcal{H}}^{0,33} \text{ Pr}_{\mathcal{H}}^{0,4}$$
.

За определяющую принимается средняя температура жидкости (в пограничном слое)  $t = 0.5(t_{\mathcal{H}} + t_{cm})$ , за определяющий размер — высота вертикальных стенок или наружный диаметр горизонтальных труб.

*Теплоотдача при высоких скоростях газа*. При высоких, сверхзвуковых скоростях газа в газовых турбинах, реактивных самолетах и ракетах уравнение Ньютона-Рихмана недействительно, поскольку при уменьшении скорости газового потока его температура в адиабатных условиях увеличивается. Наибольшее возрастание температуры наблюдается при полном торможении потока, т.е. при падении скорости до нуля.

При больших скоростях потока, когда число Маха больше единицы  $(M = w_0 / c_{36},$ где  $w_0 -$ скорость потока, а  $c_{36} -$ скорость распространения звука в потоке), плотность теплового потока

$$q = \alpha (t_p - t'_{cm}),$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·K);  $t_p$  – равновесная температура потока, <sup>0</sup>С (эта температура относится к случаю, когда теплообмен между жидкостью и стенкой отсутствует и, следовательно, температуры их сравниваются, т.е. наступает равновесие между температурой жидкости в пограничном слое и температурой поверхности стенки). Температура в пограничном слое при больших скоростях потока становится заметно выше, чем температура жидкости внутри потока, вследствие того, что с увеличением скорости возрастает и работа трения в пограничном слое; при этом часть механической энергии движения переходит в теплоту, что и вызывает повышение температуры жидкости в этом слое;  $t'_{cm}$  – температура поверхности стенки, <sup>0</sup>С.

Равновесную температуру потока определяют по формуле

$$t_p = t_{\mathcal{H}} + r \cdot w_0^2 / (2c_p),$$

где  $t_{\mathcal{H}}$  – температура потока, <sup>0</sup>С;  $w_0$  – скорость потока м/с;  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении, Дж/(кг·К); r – коэффициент восстановления, определяющий долю механической (кинетической) энергии, превратившуюся в теплоту. При ламинарном движении воздуха у стенки  $r = \sqrt{\Pr}$ , при турбулентном движении  $r = \sqrt[3]{\Pr}$ .

Теплоотдача при кипении жидкости. Различают два режима кипения: пузырьковый и пленочный. Если температура поверхности теплообмена  $t_{cm}$  выше температуры кипения  $t_s$ , на поверхности возникают пузырьки пара в так называемых центрах парообразования – неровностях самой стенки. При достижении определенных размеров, зависящих от смачивающей способности жидкости, пузырьки пара отрываются от поверхности и всплывают, а на их месте возникают новые пузырьки. При пузырьковом кипении движение пузырьков после отрыва их от обогреваемой поверхности в пограничном слое, в результате усиливается теплоотдача от поверхности стенки к жидкости.

При увеличении температурного напора  $\Delta t$ , равного разности  $t_{cm} - t_s$ , увеличивается число центров парообразования и из пузырьков пара образуется сплошная пленка, представляющая собой большое термическое сопротивление теплоотдаче от стенки к жидкости. При этом так называемом *пленочном режиме кипения* увеличивается температурный напор и резко уменьшается коэффициент теплоотдачи. Все это ухудшает условия отбора теплоты от греющей твердой стенки и может привести к перегреву и даже к ее пережогу. Поэтому теплообменные аппараты, в которых про-исходит процесс кипения, рассчитываются так, чтобы кипение было

пузырьковым. Переход от пузырькового кипения к пленочному называется *критическим*.

Для пузырькового режима кипения воды рекомендуются следующие эмпирические формулы для определения *а* при давлениях в пределах 0,1...4,0 МПа:

$$\alpha = 4,44q^{0,7}p^{0,15}; \qquad (21.29)$$
  
$$\alpha = 106t^{2,33}p^{0,5},$$

где p – давление пара, МПа;  $\Delta t = t_{cm} - t_s$  – температурный напор, <sup>0</sup>C; q – поверхностная плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>.

Теплоотдача при конденсации пара. Различают два вида конденсации: капельный и пленочный. При соприкосновении чистого пара со смачиваемой поверхностью охлаждения обязательно образуется пленочная конденсация. Капельная конденсация получается в двух случаях: если конденсирующая жидкость не смачивает поверхность охлаждения и если в конденсирующемся паре имеются примеси масла, керосина или какихлибо других веществ, которые, оседая на поверхности охлаждения, образуют участки, покрытые несмачиваемой пленкой. На таких участках теплоотдача от пара к поверхности теплообмена оказывается в 15...20 раз меньше, чем теплоотдача к чистой поверхности теплообмена. Вот почему необходимо стремиться к тому, чтобы пар, отработавший, например, в паровых турбинах или машинах, поступал в конденсатор чистым, без примесей, ухудшающих условия конденсации.

Расчет теплообменных устройств, в которых происходит конденсация паров, ведется в предположении, что конденсация – пленочная.

Теплоотдача при пленочной конденсации может быть определена по уравнению Ньютона-Рихмана. Имея в виду, что плотность теплового потока  $q = \Phi/S$ , можно уравнение Ньютона-Рихмана представить в таком виде:

$$q = \alpha (t_{\mathcal{H}} - t_{\mathcal{C}}).$$

Здесь среднее значение коэффициента *α* при конденсации пара на вертикальной трубе небольшой высоты может быть определено по формуле

$$\alpha = 0.943 A \varepsilon_t / \sqrt[4]{h\Delta t}$$
;

если же конденсация происходит на поверхности горизонтальной трубы, то

$$\alpha = 0,728 A \varepsilon_t / \sqrt[4]{d_H \Delta t} ; \qquad (21.30)$$

где  $\Delta t = t_{xc} - t_{cm}$  – разность температур жидкости и стенки, <sup>0</sup>C; *h* – высота трубы или вертикальной стенки, м; *A* – поправка, учитывающая физические свойства жидкости; *d* – наружный диаметр трубы, м;  $\varepsilon_t$  – поправка, учитывающая зависимость физических свойств жидкости от ее температуры.

Для воды значения A и  $\varepsilon_t$  приведены соответственно в табл. 21.5 и табл. 21.6.

Таблица 21.5

$t_s$ , <sup>0</sup> C	$p_{\scriptscriptstyle \mathrm{H}},$ МПа	$10^{-3} A$	$t_s$ , <sup>0</sup> C	$p_{\scriptscriptstyle \mathrm{H}},$ МПа	$10^{-3}A$
100	0,101	12,2	250	3,98	12,3
120	0,199	12,7	280	6,42	11,0
150	0,476	13,0	310	9,87	9,8
180	1,000	13,2	340	14,61	7,9
210	1,910	13,0			

#### Поправка А для воды

Таблица 21.6

	Поправка	£,	для	воды
--	----------	----	-----	------

$\Delta t, ^{\circ} C$	р , МПа						
	0,1	0,5	1	10	15		
10	0,985	0,990	0,990	1,01	1,02		
20	0,967	0,982	0,985	1,01	1,03		
50	0,900	0,950	0,960	1,02	1,04		

## 21.8. Примеры решения задач

#### Пример 21.1

Необходимо изучить движение воздуха в трубе теплообменника, внутренний диаметр которой  $d_1 = 1,5$  м, при скорости потока воздуха  $w_1 = 4$  м/с. Для этого взята модель трубы  $d_2 = 0,15$  м. Какую скорость воздуха  $w_2$  нужно создать в модели, чтобы осуществить в ней гидродинамическое подобие процесса?

Решение.

Поскольку процесс движения воздуха в модели должен быть гидродинамически подобен процессу в трубе, числа Рейнольдса должны быть в них равны, т.е. Re<sub>1</sub> = Re<sub>2</sub> или

$$\frac{w_1 l_{0,1}}{v_1} = \frac{w_2 l_{0,2}}{v_2}$$

Определяющими размерами здесь являются диаметры труб (при движении в трубах круглого сечения)  $l_{0,1} = d_1$  и  $l_{0,2} = d_2$ . Кроме того,  $v_1 = v_2$  (в модели и трубе протекает одна и та же жидкость – воздух с

одними и теми же значениями кинематической вязкости), поэтому  $w_1 \cdot d_1 = w_2 \cdot d_2$ , откуда

$$w_2 = \frac{w_1 d_1}{d_2} = \frac{4 \cdot 1.6}{0.15} = 40 \text{ m/c}.$$

Таким образом, для соблюдения гидродинамического подобия скорость жидкости в модели должна быть больше, чем в теплообменнике в 10 раз.

Если кинематическая вязкость жидкости в модели и в трубе теплообменника имеет разные значения, то для сохранения гидродинамического подобия в новых условиях скорость жидкости в модели должна быть равна

$$w_2 = \frac{w_1 \cdot d_1 \cdot v_2}{d_2 \cdot v_1} = 40 \cdot \frac{v_2}{v_1}.$$

#### Пример 21.2

Гладкая плита шириной b = 1 м и длиной l = 1,2 м обдувается сухим воздухом со скоростью  $w_0 = 6$  м/с. Найти коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  и плотность теплового потока q, если температура стенки  $t_{cm} = 80$  <sup>0</sup>C и средняя температура жидкости  $t_{\mathcal{H}} = 20$  <sup>0</sup>C.

## Решение.

Определим сначала режим движения жидкости, для этого найдем число Рейнольдса:  $\text{Re}_{\mathcal{H}} = w_0 l_0 / v_{\mathcal{H}}$ . Для плоской плиты определяющий линейный размер  $l_0 = l = 1,2$  м, поэтому, пользуясь табл. 21.1, находим, что при  $t_{\mathcal{H}} = 20$  <sup>0</sup>C

$$v_{\mathcal{H}c} = 15,06 \text{ MM}^2/\text{c} = 15,06 \cdot 10^{-6} \text{ M}^2/\text{c}.$$

Следовательно,

$$\operatorname{Re}_{\mathcal{H}} = 6 \cdot \frac{1,2}{15,06 \cdot 10^{-6}} = 4,78 \cdot 10^5.$$

В данном случае  $\text{Re} > 4 \cdot 10^5$ , т.е. движение жидкости турбулентное. Поэтому расчет ведем по уравнению (21.10).

В этой же таблице находим, что  $\lambda_{\mathcal{H}} = 25,9$  мВт/(м·К) и Re $_{\mathcal{H}}^{0.8} = (4,78 \cdot 10^5)^{0.8} = 35 \cdot 10^3$ . Следовательно,

$$Nu_{\mathcal{H}} = 0,032 \cdot 35 \cdot 10^3 = 1,12 \cdot 10^3.$$

Определяем коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \mathrm{Nu} \cdot \frac{\lambda_{\mathcal{H}}}{l_0} = \frac{1.12 \cdot 10^3 \cdot 25.9 \cdot 10^{-3}}{1.2} = 24.2 \mathrm{Br/(m^2 \cdot K)}.$$

Тепловой поток

$$\Phi = \alpha S(t_{cm} - t_{\mathcal{H}}) = 24, 2 \cdot (1, 2 \cdot 1) \cdot (80 - 20) = 1740 \text{ BT}.$$

Плотность теплового потока

$$q = \frac{\Phi}{S} = 1740/1, 2 = 1450 \text{ BT/m}^2.$$

## Пример 21.3

По трубе, внутренний диаметр которой d = 50 мм и длина l = 3 м, протекает вода со скоростью  $w_0 = 0.8$  м/с. Найти коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , если средняя температура воды  $t_{\text{ж}} = 50$  °C, а температура стенки  $t_{\text{ст}} = 70$  °C.

Решение.

Определим сначала характер движения воды:

$$\operatorname{Re}_{\mathfrak{K}} = w_0 \cdot l_0 / v_{\mathcal{H}}.$$

Здесь  $w_0 = 0,8$  м/с;  $l_0 = d = 50$  мм =  $50 \cdot 10^{-3}$  м;  $v_{\pi}$  – кинематическая вязкость. Для воды при температуре 50 °C  $v_{\mathcal{H}C} = 0,556 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с (из табл. 21.2). Следовательно,

$$\operatorname{Re}_{\mathfrak{K}} = 0.8 \cdot 50 \cdot 10^{-3} / (0.556 \cdot 10^{-6} \cdot) \approx 72 \cdot 10^{3}.$$

Поскольку режим движения воды турбулентный, то для нахождения  $\alpha$  воспользуемся расчетным уравнением (21.12), в котором  $\operatorname{Re}_{\mathfrak{K}}^{0,8} = (72 \cdot 10^3)^{0,8} = 7,7 \cdot 10^3$ .

По табл. 21.2 для воды  $\Pr_{\mathcal{H}} = 3,54$ , поэтому  $\Pr_{\mathcal{K}}^{0,43} = 3,54^{0,43} = 1,72$ .

По этой же таблице при температуре поверхности стенки  $t_{cr}=70$  <sup>0</sup>C число  $\Pr_{\hat{n}\hat{o}} = 2,55$ . Поэтому  $(\Pr_{\mathcal{H}C}/\Pr_{cT})^{0,25} = (3,54/2,55)^{0,25} = 1,09$ . Следовательно,

$$Nu_{\mathcal{H}} = 0,021 \operatorname{Re}_{\mathcal{H}}^{0,8} \cdot \operatorname{Pr}_{\mathcal{K}}^{0,43} (\operatorname{Pr}_{\mathcal{H}}/\operatorname{Pr}_{\mathrm{CT}})^{0,25} = 0,021 \cdot 7,7 \cdot 10^3 \cdot 1,72 \cdot 1,09 = 303.$$

Определим коэффициент теплоотдачи по формуле (21.1), откуда получим  $\alpha = \operatorname{Nu}_{\mathcal{H}} \cdot \lambda / l_0$ , где  $l_0 = d$ .

Пользуясь табл. 21.2, находим, что при  $t_{\pi} = 50$  <sup>0</sup>C теплопроводность  $\lambda_{\mathcal{H}} = 648 \,\mathrm{MBt/(M\cdot K)}$ .

После подстановок получаем:

 $\alpha = \operatorname{Nu}_{\mathcal{H}} \cdot \lambda / l_0 = 303 \cdot 648 \cdot 10^{-3} / (50 \cdot 10^{-3}) = 3,92 \text{ kBt/(m}^2 \cdot \text{K}).$ 

В данном случае l/d > 50, поэтому поправку на влияние трубы  $\varepsilon_l$  не учитываем.

Если труба изогнута в виде змеевика диаметром d = 600 мм, то коэффициент теплоотдачи  $\alpha = 3,92 \cdot (1 + 1,77 \cdot 50/300) = 5,08$  кBt/(м<sup>2</sup>·K).

## Пример 21.4

Найти коэффициент теплоотдачи в поперечном потоке воздуха для отдельно взятой трубы d = 20 мм, если  $t_{\mathcal{H}C} = 30$  <sup>0</sup>C и скорость воздуха  $w_0 = 5$  м/с.

Решение.

Предварительно определим значение Re по формуле (21.3). Определяющий размер при поперечном омывании трубы  $l_0 = d_H$ .

Для воздуха температурой 30  $^{0}$ C кинематическая вязкость жидкости  $v_{\mathcal{H}C} = 16 \text{ мm}^{2}/\text{c} = 16 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{2}/\text{c}$ , тогда

$$\operatorname{Re}_{\mathcal{H}} = w_0 \cdot l_0 / v_{\mathcal{H}} = 5 \cdot 20 \cdot 10^{-3} / (16 \cdot 10^{-6}) = 6,25 \cdot 10^3$$

При таком значении  $\text{Re}_{\mathcal{H}}$  для нахождения  $\alpha$  воспользуемся уравнением (21.16):

Nu<sub>$$\mathcal{H}$$</sub> = 0,245 Re<sup>0,6</sup> <sub>$\mathcal{H}$</sub>  = (6,25 \cdot 10<sup>3</sup>)<sup>0,6</sup> = 46,5.

Следовательно,

$$\alpha = \operatorname{Nu}_{\mathcal{H}} \cdot \lambda_{\mathcal{H}} / d = 46.5 \cdot 26.7 \cdot 10^{-3} / (20 \cdot 10^{-3}) = 62.1 \text{ BT} / (\text{m}^2 \cdot \text{K}).$$

Здесь значение  $\lambda_{\mathcal{H}} = 26,7 \cdot 10^{-3}$  Вт/(м·К) взято из табл. 21.1 для воздуха, температура которого  $t_{\mathcal{H}} = 30$  <sup>0</sup>C.

## Пример 21.5

Найти коэффициент теплоотдачи  $\alpha_{\psi,nyu}$  для восьмирядного коридорного пучка, если диаметр труб d = 40 мм, средняя температура воздуха  $t_{\mathcal{H}} = 300$  °C, средняя скорость воздуха в узком сечении  $w_0 = 10$  м/с, угол атаки  $\psi = 60^{\circ}$ .

### Решение.

Найдем предварительно число Рейнольдса по формуле (21.2). При температуре воздуха 300 <sup>о</sup>С (табл. 21.1):

 $\lambda_{\mathcal{H}C} = 46 \text{ MBT/(M} \cdot \text{K} = 46 \cdot 10^{-3} \text{ BT/(M} \cdot \text{K}); \quad v_{\mathcal{H}C} = 48,33 \text{ MM}^2/\text{c} = 48,33 \cdot 10^{-6} \text{ M}^2/\text{c};$   $\text{Re}_{\mathcal{H}C} = w_0 l_0 / v_{\mathcal{H}C} = w_0 d_{\mathcal{H}C} / v_{\mathcal{H}C} = 10 \cdot 40 \times 10^{-3} / (48,33 \cdot 10^{-6}) = 8,29 \cdot 10^{-3}, \text{ T.e.}$  $\text{Re}_{\mathcal{H}C} > 10^3.$ 

Следовательно, можем воспользоваться расчетным уравнением (21.22). Здесь  $\operatorname{Re}_{\mathcal{H}}^{0,65} = (8,29 \cdot 10^3)^{0,65} = 353$ , поэтому

$$\operatorname{Nu}_{\mathcal{H}} = 0,194 \operatorname{Re}_{\mathcal{H}}^{0,65} = 0,194 \cdot 353 = 68,5$$

Находим коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \operatorname{Nu}_{\mathcal{H}C} \lambda_{\mathcal{H}C} / d = 68,5 \cdot 46 \cdot 10^{-3} / (40 \cdot 10^{-3}) = 79,0 \text{ BT/(m}^2 \cdot \text{K}).$$

Средний коэффициент теплоотдачи  $\alpha_{пуч}$  для коридорного пучка определим по уравнению (21.25):

$$\alpha_{ny4} = (n - 0.5)\alpha / n = (8 - 0.5) \cdot 79 / 8 \approx 74 \text{ BT/(m}^2 \cdot \text{K}).$$

Теперь вводим поправку на угол атаки  $\psi$  (по табл. 21.4). При  $\psi = 60^{\circ} \varepsilon_{\psi} = 0,94.$ 

Следовательно,  $\alpha_{\psi, nyy} = \varepsilon_{\psi} \cdot a_{nyy} = 0.94 \cdot 74 = 69$  Вт/(м<sup>2</sup>·K).

## Пример 21.6

Определить коэффициент теплоотдачи и температурный напор при пузырьковом кипении воды и давлении 1 МПа, если плотность теплового потока  $q = 1.5 \text{ MBt/m}^2$ .

Решение.

1) По уравнению (21.29):

 $\alpha = 4,44q^{0,7}p^{0,16} = 4,44(1,5\cdot10^6)^{0,7}\cdot(1\cdot10^6)^{0,15} = 742,3 \text{ kBt/(m}^2\cdot\text{K}).$ 

2) Температурный напор  $\Delta t$  определяем из уравнения Ньютона-Рихмана  $\Delta t = q/\alpha = 1.5 \cdot 10^6 / 742.3 \cdot 10^3 = 2.02$  °C

## Пример 21.7

Определить средний коэффициент теплоотдачи при конденсации водяного пара атмосферного давления на поверхности горизонтальной трубы с наружным диаметром  $d_{H} = 16$  мм, если температура поверхности стенки трубы  $t_{cm} = 80$  <sup>0</sup>C.

Решение.

Воспользуемся формулой (21.30):  $\alpha = 0,728 A \varepsilon_t / \sqrt[4]{d_H \Delta t}$ .

Значение поправок *A* и  $\varepsilon$  находим по табл. 21.5 и 21.6:  $A = 12, 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\varepsilon_t = 0,967$  (при  $\Delta t = t_s - t_{cm} = 100 - 80 = 20$  <sup>0</sup>C).

Тогда

 $\alpha = 0,728 \cdot 12,2 \cdot 10^3 \cdot 0,967 / \sqrt[4]{16 \cdot 10^{-3} \cdot 20} = 11400 \text{ Bt/(m}^2 \cdot \text{K}) = 11,4 \text{ kBt/(m}^2 \cdot \text{K}).$ 

## Пример 21.8

Для условий предыдущего примера определить тепловой поток и массовый расход конденсата, выпадающего на поверхности трубы длиной 1 м.

## Решение.

1) Тепловой поток  $\Phi$  определяем по уравнению  $\Phi = \alpha S \cdot (t_{\mathcal{H}} - t_{cm}),$ где S – площадь наружной поверхности трубы

 $S = \pi d_{\rm H} l = 3,14 \cdot 16 \cdot 10^{-3} \cdot 1 = 50,2 \cdot 10^{-3} \,{\rm m}^2.$ 

Следовательно,

 $\Phi = 11, 4 \cdot 10^3 \cdot 50, 2 \cdot 10^{-3} \cdot 20 = 11450 \text{ BT} = 11,45 \text{ kBT}.$ 

2) Теплота, которую нужно отвести от сухого насыщенного пара массой 1 кг, чтобы превратить его в жидкость, должна равняться теплоте парообразования *r*. Поэтому

 $m_{\rm t} = \Phi/r = 11,45 \cdot 10^3/(2,26 \cdot 10^6) = 5,08 \cdot 10^{-3} \, {\rm kg/c}.$ 

## 21.9. Контрольные вопросы

1) Что такое конвективный теплообмен?

2) В чем сущность конвективного теплообмена?

3) Почему в конвективном теплообмене при переходе ламинарного движения в турбулентное условия теплообмена улучшаются?

4) В каких случаях для определения коэффициента теплоотдачи а при жидкости в трубах необходимо учитывать влияние начального участка трубы?

5) Почему в начальном участке трубы условия для конвективного теплообмена лучше, чем в остальной части трубы?

6) Что такое определяющий размер?

7) Почему шахматное расположение труб в пучке способствует улучшению конвективного теплообмена?

8) Что такое пузырьковое и пленочное кипение жидкости?

9) Почему при переходе от пузырькового кипения к пленочному условия теплообмена ухудшаются?

10) Что такое капельная и пленочная конденсация?

11) Почему при пленочной конденсации условия теплообмена лучше, чем при капельной?

## 22. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

### 22.1. Основные законы теплового излучения

Теплообмен излучением происходит непрерывно между телами, произвольно расположенными в пространстве. Тепловое излучение свойственно всем телам: твердым, жидким и газообразным, если их температура больше 0 К. Спектр излучения большинства твердых и жидких тел непрерывен. Эти тела испускают лучи, различающиеся между собой длиной волны  $\lambda$ , а следовательно, и своими свойствами.

Различают следующие виды излучения: космическое, *γ*-излучение, рентгеновское, ультрафиолетовое, видимое, инфракрасное и частично видимое (свет).

*Лучистой энергией* называют физическую величину, равную испускаемой, переносимой и воспринимаемой энергии излучения. Единица измерения лучистой энергии в СИ – джоуль (Дж).

Отношение лучистой энергии ко времени излучения называют лучистым потоком:

$$\Phi = Q/t,$$

где  $\Phi$  – лучистый поток; Q – лучистая энергия; t – время излучения. Если Q выражено в джоулях, t – в секундах, то  $\Phi$  должно быть выражено в ваттах (Вт).

Отношение лучистого потока к площади поверхности, которая излучает (или поглощает) лучистый поток, называют *поверхностной плотностью лучистого потока*:

$$\varphi = \Phi/S.$$

Различают излучательность и облученность. *Излучательностью* называют отношение лучистого потока равномерно излучающей поверхности к площади этой поверхности:

$$M = \Phi/S$$
.

*Облученностью* называют отношение равномерно падающего лучистого потока к площади поверхности, на которую падает лучистый поток:

$$E = \Phi/S.$$

Поток излучения зависит в основном от температуры излучающего тела, площади его поверхности и от ее физических свойств. Лучистый поток, падающий на какую-либо поверхность реально существующего тела, частично им поглощается, частично отражается и частично проходит сквозь тело. Обозначим поглощенную часть потока излучения через  $\Phi_{\alpha}$ , отраженную через  $\Phi_{\rho}$  и пропущенную сквозь тело – через  $\Phi_{\tau}$ .

Очевидно  $\Phi = \Phi_{\alpha} + \Phi_{\rho} + \Phi_{\tau}$ . Разделив обе части равенства на  $\Phi$ , получим:  $1 = \Phi_{\alpha}/\Phi + \Phi_{\rho}/\Phi + \Phi_{\tau}/\Phi$ . Обозначим  $\Phi_{\alpha}/\Phi = \alpha$ ,  $\Phi_{\rho}/\Phi = \rho$ ,  $\Phi_{\tau}/\Phi = \tau$ . Тогда  $\alpha + \rho + \tau = 1$ . Здесь  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $\rho$  – коэффициент отражения;  $\tau$  – коэффициент пропускания.

Если поверхность полностью поглощает падающую на нее лучистую энергию, то она называется *черной*. Если поверхность отражает всю падающую лучистую энергию, то такая поверхность называется *зеркальной*. Если же поверхность шероховатая, то луч, падающий на нее, расщепляется при отражении в различных направлениях. Такая поверхность называется *белой*, а отражение – *диффузионным*. Если сквозь тело проходит весь падающий на нее поток излучения, то такое тело называется *прозрачным*.

В природе черных, белых и прозрачных тел не существует. Все реально существующие тела называются серыми. Для них  $\alpha + \rho + \tau = 1$ .

Большинство твердых, жидких (капельных) тел излучают волны всех длин от 0 до  $\infty$ , т.е. имеют сплошной спектр излучения.

Газы могут излучать энергию только в определенных интервалах длин волн (полосах спектра), т.е. имеют линейный спектр. Вне этих полос газы прозрачны для тепловых лучей, т.е. не могут излучать энергию. Это значит, что излучательность газов носит избирательный (селективный) характер.

Одно- и двухатомные газы прозрачны для тепловых лучей. Практическое значение имеют непрозрачные трех- и многоатомные газы, в особенности углекислый газ и водяной пар, являющиеся продуктами сгорания топлива.

Следует иметь в виду, что энергия излучения, испускаемая черным телом, распределяется неравномерно по отдельным длинам волн. Каждой длине луча при определенной температуре соответствует определенная спектральная интенсивность излучения  $J(\lambda)$ , под которой понимают отношение излучательности для определенного интервала волн к данному интервалу длин волн  $\Delta \lambda$ . (Здесь и далее все величины, после обозначения



Рис. 22.1. Зависимость интенсивности излучения черного тела от длины волны

которых приводятся в скобках обозначение длины волны, например J ( $\lambda$ ), обозначают спектральные величины для данной длины волны. Все величины с индексом «s» характеризуют черное тело).

Закон Планка. Интенсивность излучения черного тела и любого реального тела зависит от температуры и длины волны.

На рис. 22.1 представлена зависимость интенсивности излучения черного тела, т.е. тела испускающего лучи всех длин волн (от  $\lambda = 0$  до  $\lambda = \infty$ ), от длины волны  $\lambda$  и термодинамической температуры *T*. Из этого рисунка видно, что при длине волны  $\lambda = 0$  интенсивность излучения  $J_s(\lambda) = 0$ . С увеличением длины волны ин-

тенсивность излучения увеличивается, а при некотором значении  $\lambda$  достигает максимума, затем уменьшается, принимая значение, равное нулю, при длине волны, равной бесконечности. Кроме того, из рис. 22.1 видно, что интенсивность излучения для одной и той же длины волны тем больше, чем больше температура поверхности *T*.

Закон Вина. По закону Вина максимальная интенсивность излучения соответствует длине волны, определяемой по формуле

$$\lambda_{s,\max} = 2,9/(10^3 T),$$

где Т – температура поверхности, К.

Из этой формулы, так же, как и из рис. 22.1, видно, что с повышением температуры интенсивность излучения смещается в сторону коротких волн. Поэтому закон Вина называется также *законом смещения*.

Закон Стефана-Больцмана. Излучательность черного тела прямо пропорциональна его термодинамической температуре в четвертой степени:

$$M_S = \sigma_S T^4,$$
  

$$\Phi_S = \sigma_S S T^4,$$
(22.1)

где  $\Phi_S$  – поток излучения черного тела, Вт;  $\sigma_S$  – постоянная Стефана-Больцмана, равная 5,67·10<sup>-8</sup> Вт/(м<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>); *S* – площадь поверхности излучения, м<sup>2</sup>.

Для удобства вычислений формулу (22.1) представляют в следующем расчетном виде:

$$\Phi_S = C_S \cdot \cdot S(T/100)^4,$$

где  $C_S$  – коэффициент излучения черного тела, равный 5,67 Вт/(м<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>).

Для реальных тел вводится понятие о сером излучении, аналогично излучению черного тела, обладающего сплошным спектром. Однако интенсивность серого излучения для каждой длины волны при любой температуре составляет только часть интенсивности черного тела:  $J(\lambda) = \varepsilon J_s(\lambda)$  откуда следует, что

$$\varepsilon = J(\lambda)/J_s(\lambda) = const,$$

где  $\varepsilon$  – степень черноты серого тела, зависящая от его физических свойств ( $\varepsilon < 1$ ).

Поток излучения серого тела определяют по формуле

$$\Phi = \varepsilon \Phi_s = CS(T/100)^4, \qquad (22.2)$$

где C – коэффициент излучения серого тела, зависящий от физических свойств тела, от состояния поверхности или от ее шероховатости, от температуры поверхности и длины волны,  $BT/(M^2 \cdot K^4)$ ;

$$C = \varepsilon C_{\rm s}. \tag{22.3}$$

Значения степени черноты *є* для некоторых материалов приведены в табл. 22.1.

Таблица 22.1

Материал	Температура, <sup>0</sup> С	Е
Алюминий полированный	50500	0,040,06
Сталь листовая оцинкованная	50	0,1
блестящая		
Чугун с необработанной поверх-	50	0,81
ностью		
Сталь (листовой прокат)	50	0,56
То же, окисленная	500	0,98
Асбест (картон)	20	0,96
Кирпич шамотный	1000	0,75
Кирпич красный шероховатый	20	0,880,93
Стекло	20100	0,910,94
Сажа ламповая	20400	0,95
Лак черный, матовый	40100	0,960,98
Лак белый	40100	0,800,95
Краски масляные различных цветов	100	0,920,96

Степени черноты є для некоторых материалов

Для черного тела  $\varepsilon = 1$ , а для белого  $\varepsilon = 0$ .

Закон Кирхгофа. Отношение коэффициента излучения тела к его коэффициенту поглощения одинаково для поверхностей всех серых тел имеющих одну и ту же температуру и равно коэффициенту излучения черного тела при этой же температуре.

Это значит, если тело обладает малым коэффициентом поглощения, то оно обладает и малым коэффициентом излучения. Черное тело, имеющее максимальный коэффициент поглощения  $\alpha = 1$ , обладает и макси-



Рис. 22.2. К объяснению закона Ламберта

мальным коэффициентом излучения. Белое тело, у которого коэффициент поглощения равен нулю ( $\alpha = 0$ ), не способно излучать энергию. Из закона Кирхгофа следует, что степень черноты серого тела  $\varepsilon$  при одной и той же температуре равна коэффициенту поглощения  $\alpha$ :

## $\mathcal{E} = \alpha$ .

Закон Ламберта. Он устанавливает зависимость излучательности черного тела и тел, обладающих диффузным излучением, от направления излучения.

согласно этому закону, количество энергии, излучаемой в перпендикулярном направлении с поверхности излучения К (рис. 22.2, луч ON), является максимальным. Количество энергии, излучаемой в других направлениях, меньше, чем в перпендикулярном, и пропорционально cosφ, где φ – угол, составленный направлением излучения OM с нормалью к лучевоспринимающей поверхности L (луч ON).

#### 22.2. Теплообмен излучением между твердыми стенками

Теплообмен излучением между двумя плоскими параллельными стенками. Пусть теплообмен излучением происходит между двумя плоскими параллельными стенками 1 и 2, расстояние между которыми очень незначительно по сравнению с их большими размерами. Стенки разделены теплопрозрачной средой. Температура стенок  $T_1$  и  $T_2$ , причем  $T_1 > T_2$ . Площади излучения соответственно  $S_1 = S_2 = S$  (рис. 22.3).

Расчетное уравнение для потока излучения Ф имеет следующий вид:

$$\Phi_{1,2} = C_{np} S \left[ (T_1 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4 \right], \qquad (22.4)$$

где  $C_{\rm np}$  – приведенный коэффициент излучения стенок, Bt/(м<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>), равный  $C_{\rm np} = \varepsilon_{\rm np} \cdot C_{\rm s}$  (здесь  $\varepsilon_{\rm np}$  – приведенная степень черноты двух стенок).



Рис. 22.3. Схема теплообмена между двумя плоскими параллельными стенками

Рис. 22.4. К процессу теплообмена между двумя плоскими параллельными стенками с экраном между ними

Приведенная степень черноты и приведенный коэффициент излучения определяются по формулам

$$\varepsilon_{np} = 1/(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1);$$
  

$$C_{np} = 1/(1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_s),$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – степени черноты поверхностей соответственно первой второй стенок;  $C_1$  и  $C_2$  – коэффициенты излучения первой и второй стенок, Вт/(м<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>).

Теплообмен излучением между двумя плоскими параллельными стенками при наличии экрана между ними. Экраном называется тонкий металлический лист с большой отражательной способностью, установленный между двумя поверхностями для уменьшения теплообмена между ними.

Пусть между двумя параллельными серыми телами 1 и 2 (рис. 22.4) с очень большими площадями поверхностей стенок  $S_1$  и  $S_2$  ( $S_1 = S_2$ ) и термодинамическими температурами  $T_1$  и  $T_2$  ( $T_1 > T_2$ ) установлен экран площадью  $S_9 = S$  и температурой  $T_9$ . Степени черноты поверхностей и экрана соответственно равны  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_9$ .

Поток излучения от поверхности 1 к экрану

$$\Phi_{1,9} = \varepsilon'_{np} C_s S \left[ (T_1 / 100)^4 - (T_9 / 100)^4 \right] .$$
(22.5)

Поток излучения от экрана к поверхности 2

$$\Phi_{3,2} = \varepsilon_{np}'' C_s S \left[ (T_3 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4 \right] .$$
(22.6)

Поток излучения от поверхности 1 к поверхности 2 при отсутствии экрана

$$\Phi_{1,2} = \varepsilon_{np}^{\prime\prime\prime} C_s S \Big[ (T_1 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4 \Big] .$$
(22.7)

В формулах (22.5) – (22.7)  $\varepsilon' = \varepsilon'' = \varepsilon'''$  (поскольку  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3$ ). При установившемся процессе теплообмена излучением

$$\Phi_{1,9} = \Phi_{9,2}.$$
 (22.8)

При этом условии

$$\varepsilon'_{np}C_s S\Big[(T_1/100)^4 - (T_9/100)^4\Big] = \varepsilon''_{np}C_s S\Big[(T_9/100)^4 - (T_2/100)^4\Big].$$

После сокращения получим

$$(T_1/100)^4 - (T_9/100)^4 = (T_9/100)^4 - (T_2/100)^4$$

Из этого равенства следует, что

$$(T_{9}/100)^{4} = 0.5 \left[ (T_{1}/100)^{4} - (T_{2}/100)^{4} \right]$$

Подставляя значения  $(T_{3}/100)^{4}$  в равенство (22.5) и (22.6) и имея в виду равенство (22.8), получим

$$\Phi_{1,9} = \Phi_{9,2} = 0.5\varepsilon_{np}C_s S\left[ (T_1/100)^4 - (T_2/100)^4 \right].$$
(22.9)

Сопоставляя уравнение (22.9) с уравнением (22.7), можно написать  $\Phi_{1,9} = \Phi_{9,2} = 0.5 \Phi_{1,2}$ .

Таким образом, оказывается, что установка одного экрана между двумя параллельными стенками уменьшает теплообмен излучением в два раза. Нетрудно доказать, что при установке двух экранов теплообмен излучением уменьшается в три раза и т.д.

Теплообмен излучением между двумя телами, одно из которых находится внутри другого. Теплообмен излучением между двумя телами, одно из которых с площадью  $S_1$  находится внутри другого тела с площадью поверхности  $S_2$ , определяется по формуле (22.4)

$$\Phi = \varepsilon_{np} C_s S_1 \Big[ (T_1 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4 \Big] = C_{np} S_1 \Big[ (T_1 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4 \Big] , (22.10)$$

где  $\varepsilon_{\rm np}$  – приведенная степень черноты,

$$\varepsilon_{np} = 1/[1/\varepsilon_1 + S_1/S_2(1/\varepsilon_2 - 1)];$$
 (22.11)

С<sub>пр</sub> – приведенный коэффициент излучения

$$C_{np} = 1/[1/C_1 + S_1/S_2(1/C_2 - 1/C_s)].$$

## 22.3. Теплообмен излучением между газами и твердой стенкой

Одноатомные и двухатомные газы считаются прозрачными, поскольку они обладают малой излучательностью, а следовательно, малой поглощательностью. Трехатомные (CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, SO<sub>2</sub> и др.) и многоатомные газы обладают значительной излучательностью. Их излучение играет большую роль как в топочных устройствах, где они образуются при сгорании топлива, так и в первых газоходах котельного агрегата, в которых они движутся при относительно высоких температурах.

Спектры излучения трехатомных газов имеют резко выраженный селективный характер, так как они в отличие от серых тел поглощают и излучают энергию только в определенных интервалах длин волн, расположенных в различных частях спектра.

Расчет теплообмена излучением между газами и стенками канала, по которому движется газ, очень сложен: его выполняют с помощью графиков и таблиц. Коэффициент теплоотдачи можно определить по формуле

$$\alpha_{\mathcal{A}} = \frac{\varepsilon_{cm}' C_s}{T_2 - T_{cm}} \left[ \varepsilon_2 \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 - \varepsilon_2' \left( \frac{T_{cm}}{100} \right)^4 \right],$$

где  $\alpha_n$  – коэффициент теплоотдачи излучением, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\varepsilon'_{cm}$  – эффективная степень черноты поглощательных поверхностей стенки, учитывающая излучение газов,

$$\varepsilon_{cm}' = 0,5(\varepsilon_{cm}+1).$$

Здесь  $\varepsilon_{cm}$  – степень черноты поглощательных поверхностей стенки;  $\varepsilon_{c}$  – суммарная степень черноты газов,

$$\varepsilon_{2} \approx \varepsilon_{CO_{2}} + \beta \varepsilon_{H_{2}O}, \qquad (22.12)$$

где  $\varepsilon_{CO_2}$  и  $\varepsilon_{H_2O}$  – степени черноты углекислого газа и водяных паров;  $\beta$  – поправочный коэффициент, которым учитывается парциальное давление водяных паров;  $\varepsilon'_{2}$  – суммарная степень черноты газа, определяемая по формуле (22.12) при температуре поглощательной поверхности;  $T_{cm}$  – средняя температура поглощательной поверхности, К;  $T_2$  – средняя температура газов, определяемая по формуле

$$T_{2} = 0.5(T'_{cm} - T''_{cm}) + \frac{(T'_{2} - T'_{cm}) - (T''_{2} - T''_{cm})}{\ln[(T'_{2} - T'_{cm})/(T''_{2} - T''_{cm})]}.$$

Здесь  $T'_{cm}$  и  $T''_{cm}$  – начальная и конечная температуры поглощательной поверхности стенки, К;  $T'_{2}$  и  $T''_{2}$  – начальная и конечная температуры газов, К.

## 22.4. Радиационно-конвективный теплообмен

До сих пор рассматривались конвективный теплообмен и теплообмен излучением обособленно, независимо один от другого. Однако в практических условиях они обычно действуют совместно, и такой теплообмен называется *радиационно-конвективным*. Например, в водотрубном паровом котле кипятильные трубы, составляющие поверхность нагрева, воспринимают теплоту от топочных газов не только конвективным путем, но и излучением.

Совместное действие теплообмена излучением и конвекцией наблюдается и во многих других теплотехнических устройствах.

В радиационно-конвективном теплообмене основным может быть теплообмен излучением, тогда конвективный теплообмен является сопутствующим. В теплотехнических устройствах, например в конвективных газоходах котельных агрегатов, основным является процесс передачи теплоты конвекцией.

Расчет такого радиационно-конвективного теплообмена производится по уравнению Ньютона-Рихмана с заменой в нем коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  коэффициентом  $\alpha_0$ , которым учитывается излучение усилением конвективного теплообмена. Таким образом,

$$\Phi = \alpha_0 S(t_2 - t_{cm}),$$

где  $\Phi$  – тепловой поток в радиационно-конвективном теплообмене, Вт;  $\alpha_0$  – коэффициент теплоотдачи с учетом теплообмена излучением ( $\alpha_0 = \alpha + \alpha_{\pi}$ ), Вт/( $M^2 \cdot K$ );  $t_{\Gamma}$  и  $t_{cT}$  – температура газа и стенки, <sup>0</sup>C.

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  подсчитывается так, как описано в разд. 12, а коэффициент теплообмена излучением  $\alpha_{n}$  можно определить по формуле

$$\alpha_{\pi} = \varepsilon C_{s} \theta$$
,

где  $\theta$  – температурный коэффициент, зависящий только от температур  $t_{\rm r}$  и  $t_{\rm cr}$ . Значение этого коэффициента определяют по специальным диаграммам. Если отношение температур  $T_{\rm r}/T_{\rm cr}$  лежит в пределах 0,9...1,1, то  $\theta$  определяется по формуле

$$\theta \approx 0.04 (T/100)^3$$

где  $T = 0,5(T_{\rm r} + T_{\rm cr}).$ 

Если в радиационно-конвективном теплообмене основным является теплообмен излучением, то расчет ведут по формуле теплообмена излучением, а влияние на теплообмен конвективного переноса теплоты учитывается увеличением степени черноты  $\varepsilon$ . Увеличенную степень черноты  $\varepsilon_{\kappa}$  определяют по уравнению

$$\varepsilon_{\kappa} = \alpha_0 / (C_s \theta)$$
.

## 22.5. Примеры решения задач

### Пример 22.1

Определить поток излучением  $\Phi_{\pi}$  от стенки площадью поверхности S = 4 м<sup>2</sup>, если её степень черноты  $\varepsilon = 0,92$ , а температура  $t_{cr} = 1200$  <sup>0</sup>C.

Решение.

 $\Phi_{\pi} = \varepsilon C_{\rm s} S(T/100)^4 = 0.92 \cdot 5.67 \cdot 4 \cdot (1473/100)^4 \approx 982000 \text{ BT} = 982 \text{ kBT}.$ 

### Пример 22.2

Определить излучательность стенки с коэффициентом излучения C = 4,53 Вт/(м<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>), если температура излучающей поверхности стенки  $t_{\rm cr} = 1027$  <sup>0</sup>C. Найти также степень черноты стен и их длину волны, соответствующей максимальному излучению.

Решение.

1) Излучательность серой стенки можно определить по формуле (22.2), если принять в ней площадь поверхности излучающей стенки  $S = 1 \text{ m}^2$ :

$$M = C(T/100)^4 = 4,53 \cdot (1300/100)^4 = 129,4 \cdot 10^3 \text{ Br/m}^2.$$

2) Степень черноты определяем по формуле (22.3):

$$\varepsilon = C/C_{\rm s} = 4,53/5,67 \approx 0.8.$$

3) Длину волны λ<sub>s,max</sub>, соответствующей максимальному излучению, найдем, пользуясь формулой Вина:

 $\lambda_{s,max} = 2.9/(10^3 \cdot T) = 2.9/(10^3 \cdot 1300) = 2.23 \cdot 10^{-6} \text{ M} = 2.23 \text{ MKM}.$ 

## Пример 22.3

Определить теплообмен излучением между стенками сосуда Дьюара, внутри которого хранится жидкий кислород, если на внутренней поверхности наружной стенки температура  $t_1 = 27$  <sup>0</sup>C, а на наружной поверхности внутренней стенки сосуда температура  $t_2 = -183$  <sup>0</sup>C. Стенки сосуда покрыты слоем серебра, степень черноты которого  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,02$ ; площади поверхностей стенок  $S_1 \approx S_2 \approx 0,1$  м<sup>2</sup>.

Решение.

Так как в сосуде Дьюара один сосуд находится внутри другого, то теплообмен излучением между ними определим по формуле (22.10):

$$\Phi = \varepsilon_{\rm np} C_{\rm s} S_1 \left[ (T_1 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4 \right].$$

Здесь  $\varepsilon_{np}$  – приведенная степень черноты, определяемая по уравнению (22.11).

Так как в данном случае  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,02$ , а  $S_1 \approx S_2 \approx 0,1$  м<sup>2</sup>, то

 $\varepsilon_{\rm mp} = 1/(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_1 - 1) = 1/(2/\varepsilon - 1) = 1/(2/0,02-1) \approx 0,01.$ 

Следовательно,

 $\Phi = 0.01 \cdot 5.67 \cdot 0.1 \cdot [(300/100)^4 - (90/100)^4] = 0.455 \text{ BT}.$ 

## 22.6. Контрольные вопросы

1) В чем состоит сущность теплообмена излучением?

2) Что такое поток излучения?

3) Что такое селективное излучение?

4) Какие тела обладают сплошным спектром излучения?

5) Что характеризует степень черноты?

6) Что такое серое излучение?

7) Коэффициент поглощения черного тела равен 1. Чему равен его коэффициент излучения?

8) Чему равен коэффициент излучения белого тела?

## 23. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

## 23.1. Теплопередача сквозь плоскую стенку

В теплообменных аппаратах теплота передаётся от одной жидкости к другой преимущественно сквозь разделяющую их стенку. Такой теплообмен называется *mennonepedaчeй*.

Рассмотрим теплопередачу через плоскую однослойную стенку (рис. 23.1). Пусть температура нагревающей жидкости t', а температура на-греваемой жидкости t'' (t'' > t'').

Здесь процесс передачи теплоты состоит из процесса теплоотдачи от нагревающей жидкости к поверхности стенки, передачи теплоты теплопроводностью сквозь стенку и процесса теплоотдачи от поверхности стенки к нагреваемой жидкости. В установившемся процессе теплопередачи тепловой поток во всех указанных этапах один и тот же.

Напишем уравнение теплового потока Ф.

1) Уравнение теплоотдачи от нагревающей жидкости к поверхности стенки (см. рис. 23.1)

$$\Phi = \alpha_1 S(t'_{\text{\tiny W}} - t'_{\text{cr}}), \qquad (23.1)$$

где  $\alpha_1$  – коэффициент теплоотдачи от нагревающей жидкости к стенке, Вт/(м<sup>2</sup>·K);  $t'_{\pi}$  – температура нагревающей жидкости, <sup>0</sup>C;  $t'_{ct}$  – температура поверхности стенки со стороны нагревающей жидкости, <sup>0</sup>C.

теплопередачи через
 й однослойную стенку

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha_1$  можно рассматривать как величину, обратную термическому сопротивлению:

$$\alpha_1 = 1/R_1, \tag{23.2}$$

где  $R_1$  – термическое сопротивление со стороны нагревающей жидкости, м<sup>2</sup>·К/Вт.

С учётом принятых обозначений уравнение (23.1) можем написать так:

$$\Phi = S(t'_{\text{\tiny 3K}} - t'_{\text{\tiny CT}})/R_1.$$
(23.3)

2) Уравнение теплопроводности сквозь стенку

$$\Phi = \lambda S(t'_{\rm cr} - t''_{\rm cr}) / \delta = S(t'_{\rm cr} - t''_{\rm cr}) / R_{\rm cr}, \qquad (23.4)$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности вещества стенки, Bт/(м·K);  $\delta$  – толщина стенки, м;  $t''_{ct}$  – температура стенки со стороны нагреваемой жид-кости, <sup>0</sup>C;  $R_{ct}$  – термическое сопротивление вещества стенки, м<sup>2</sup>·K/BT;



*t*"<sub>ст</sub>

 $t'_{\rm ct}$ 

$$\lambda/\delta = 1/R_{\rm cr.} \tag{23.5}$$

3) Уравнение теплоотдачи от поверхности стенки к нагреваемой жидкости ( $\alpha_2 = 1/R_2$ )

$$\Phi = \alpha_2 S(t''_{\rm ct} - t''_{\rm w}) = S(t''_{\rm ct} - t''_{\rm w})/R_2, \qquad (23.6)$$

где  $\alpha_2$  – коэффициент теплоотдачи от поверхности стенки к нагреваемой жидкости, Bt/(m<sup>2</sup>·K);  $R_2$  – термическое сопротивление со стороны нагреваемой жидкости, m<sup>2</sup>·K/Bt;  $t''_{**}$  – температура нагреваемой жидкости, <sup>0</sup>C.

Решая уравнения (23.3), (23.4) и (23.6) относительно температурного напора, получим:

$$t'_{\text{x}} - t'_{\text{cT}} = (\Phi/S)R_1 = q R_1;$$

$$t'_{\text{cT}} - t''_{\text{cT}} = (\Phi/S)R_{\text{cT}} = q R_{\text{cT}}$$
(23.7)
(23.8)

$$t'_{\rm cr} - t''_{\rm cr} = (\Phi/S)R_{\rm cr} = q R_{\rm cr};$$
(23.8)  
$$t''_{\rm cr} - t''_{\rm cr} = (\Phi/S)R_{\rm c} = q R_{\rm cr}$$
(23.9)

$$t''_{\rm cr} - t''_{\rm \#} = (\Phi/S)R_2 = q R_2.$$
(23.9)

Складывая почленно уравнения (23.7) – (23.9) и производя простые преобразования, находим

$$t'_{\text{\tiny W}} - t''_{\text{\tiny W}} = \Phi(R_1 + R_{\text{ct}} + R_2)/S = \Phi R/S = qR,$$

где q – поверхностная плотность теплового потока, Вт/ м<sup>2</sup>; R – полное термическое сопротивление, равное сумме частных сопротивлений, т.е.

$$R = R_1 + R_{\rm ct} + R_2$$

Следовательно, тепловой поток  $\Phi$  может быть определен по формуле

$$\Phi = S(t'_{\mathfrak{m}} - t''_{\mathfrak{m}})/R.$$
(23.10)

Величина, обратная полному сопротивлению *R*, называется коэффициентом теплопередачи и обозначается *к*:

$$\kappa = 1/R = 1/(R_1 + R_{\rm ct} + R_2).$$

В соответствии с формулами (23.2), (23.5) и (23.6) можно записать

$$\kappa = 1/(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2).$$

Следовательно, уравнение теплового потока (23.10) может быть представлено в следующем виде:

$$\Phi = \kappa S(t'_{\mathfrak{w}} - t''_{\mathfrak{w}}). \tag{23.11}$$

Термическое сопротивление чистой металлической стенки весьма незначительно и не оказывает заметного влияния на значение коэффициента теплопередачи  $\kappa$ , и если  $\alpha_2$  значительно больше  $\alpha_1$ , то можно считать, что  $\kappa \approx \alpha_1$ , а если  $\alpha_1$  значительно больше  $\alpha_2$ , то  $\kappa \approx \alpha_2$ .

Приведенные расчеты уравнения для плоской стенки могут быть применены и к расчету теплопередачи сквозь цилиндрическую стенку, например сквозь стенки кипятильных труб парового котла. При этом в качестве расчетной площади поверхности следует брать площадь поверхности с той стороны, для которой термическое сопротивление ( $R_1 = 1/\alpha_2$  или  $R_2 = 1/\alpha_2$ ) больше.

Если стенка загрязнена с одной стороны слоем сажи и золы, а с другой – слоем накипи, то термическое сопротивление трехслойной стенки значительно возрастет, так как теплопроводность сажи, золы и накипи незначительна. Такую стенку можно рассматривать как многослойную. Для трехслойной стенки (рис. 23.2) уравнение коэффициента теплоотдачи к можно по аналогии с уравнением (23.11) написать в виде:

$$\kappa = 1/(1/\alpha_1 + \delta_3/\lambda_3 + \delta_{\rm ct}/\lambda_{\rm ct} + \delta_{\rm H}/\lambda_{\rm H} + 1/\alpha_2)$$

где  $\delta_3$ ,  $\delta_{cT}$  и  $\delta_H$  – толщиной слоев золы, стенки и накипи, м;  $\lambda_3$ ,  $\lambda_{cT}$  и  $\lambda_H$  – теплопроводность слоев золы, стенки и накипи, BT/(м·K).



Рис. 23.2. Схема теплопередачи через трехслойную стенку

## 23.2. Основные типы теплообменных аппаратов

*Теплообменным аппаратом* называется техническое устройство, в котором одна жидкость (нагревающая) передает теплоту другой жидкости (нагреваемой).

По принципу действия теплообменные аппараты разделяются на рекуперативные, смешивающие и регенеративные.

В *рекуперативных* теплообменных аппаратах передача теплоты от нагревающей жидкости к нагреваемой происходит сквозь твердую разделительную стенку. К таким теплообменным аппаратам относятся, например, паровые котлы, поверхностные конденсаторы, радиаторы центрального отопления.

В смешивающих аппаратах нагреваемая жидкость получает теплоту от нагревающей жидкости при непосредственном их смешении.

В *регенеративных* аппаратах процесс передачи тепла от нагревающей жидкости к нагреваемой происходит периодически. Сначала в аппарат поступает нагревающая жидкость, передающая теплоту теплообменной поверхности аппарата, которая аккумулирует теплоту. Затем в аппарат поступает нагреваемая жидкость, воспринимающая теплоту. Таким образом, одна и та же поверхность становится то нагреваемой, то нагревающей.

В промышленных установках наиболее широкое распространение получили *поверхностные* (рекуперативные) теплообменные аппараты.



Рис. 23.3. Схема движения нагревающей и нагреваемой жидкости в теплообменных аппаратах В поверхностных теплообменных аппаратах нагревающая и нагреваемая жидкости могут двигаться по различным направлениям (рис. 23.3).

На этом рисунке направления движения жидкостей показаны стрелкой. Схема на рис. 23.3, *а* относится к случаю, когда нагревающая и нагреваемая жидкости движутся в одном направлении. Такое движение называется *прямотоком*. На рис. 23.3, *б* показан *противоток*, когда нагреваемая и нагревающая жидкости движутся в противоположных направлениях.

В некоторых аппаратах одна из жидкостей движется по трубкам, омываемым поперечным потоком другой жидкости. Такое движение называется *перекрёстным током* (рис. 23.3, *в*).

Несмотря на различия в принципе действия и в конструктивном устройстве, основы теплового расчёта одинаковы для всех теплообменных аппаратов.

## 23.3. Тепловой расчёт теплообменных аппаратов

В основу теплового расчёта поверхностного аппарата положены уравнение теплового баланса и уравнение теплопередачи.

Тепловой поток в теплообменном аппарате может быть определён из уравнения теплового баланса как поток теплоты, отданный нагревающей жидкостью:

$$\Phi = \dot{m}_1 c_{p,1} (t'_1 - t''_1),$$

или как поток теплоты, воспринятой нагреваемой жидкостью:

$$\mathcal{D} = \dot{m}_2 c_{p,2} (t_2'' - t_2') \,.$$

Следовательно, уравнение теплового баланса для теплообменного аппарата при отсутствии тепловых потерь наружу имеет вид:

$$\Phi = \dot{m}_1 c_{p,1} (t'_1 - t''_1) = \dot{m}_2 c_{p,2} (t''_2 - t'_2)$$
(23.12)

или

$$\mathcal{D} = \dot{m}_1(\dot{i}_1' - \dot{i}_1'') = \dot{m}_2(\dot{i}_2'' - \dot{i}_2'), \qquad (23.13)$$

где  $\dot{m}_1$  и  $\dot{m}_2$  – массовые расходы нагревающей и нагреваемой жидкостей, кг/с;  $t'_1$  и  $t''_1$  – начальная и конечная температуры нагревающей жидкости, <sup>0</sup>C;  $t'_2$  и  $t''_2$  – начальная и конечная температуры нагреваемой жидкости, <sup>0</sup>C;  $c_{p,1}$  и  $c_{p,2}$  – средние удельные изобарные теплоёмкости нагревающей и

нагреваемой жидкостей, Дж/(кг К); *i*' и *i*" – начальная и конечная удельные энтальпии нагревающей жидкости, Дж/кг.

Уравнение теплопередачи для теплообменного аппарата записывают аналогично уравнению (23.11):

$$\Phi = \kappa S \Delta \bar{t} , \qquad (23.14)$$

где  $\kappa$  – коэффициент теплопередачи, Вт/(м<sup>2</sup> К); *S* – площадь поверхности нагрева теплообменного аппарата, м<sup>2</sup>;  $\Delta t$  – средняя разность температур нагревающей и нагреваемой жидкостей, зависящая в основном от их начальных и конечных температур и схемы теплообмена, <sup>0</sup>С.

По характеру изменения температур жидкостей вдоль поверхности нагрева теплообменные аппараты делятся на три группы:

1) Аппараты, в которых происходит одновременное и непрерывное изменение температур обоих жидкостей  $(t_1 u t_2)$ . В этом случае для расчета применяют уравнение (23.12).

2) Аппараты, где непрерывно изменяется температура одной жидкости ( $t_1$ или  $t_2$ ) при сохранении неизменной температуры другой жидкости ( $t_1 = const$ или  $t_2 = const$ ). В этом случае нельзя применять уравнение (23.12), поскольку удельная теплоёмкость при неизменной температуре  $c_p = \infty$  и для расчета применяют уравнение (23.13).

3) Аппараты, в которых непрерывно изменяется температура одной жидкости и также непрерывно изменяется температура другой жидкости, но только до определенного значения, а затем температура другой жидкости сохраняется неизменной, т.е. совмещаются первый и второй случаи. Здесь для расчёта также используют уравнение (23.13).

Примером такого теплообменного устройства служит паровой котёл. Поверхность его нагрева омывается с одной стороны потоком горячих газов, температура которых по мере движения их по поверхности нагрева непрерывно понижается, а с другой стороны — потоком подогреваемой воды, температура которой сначала повышается тоже непрерывно до температуры кипения  $t_s$ , соответствующей давлению пара в котле, а затем остается постоянной и равной  $t_s$ .

Средняя разность температур. Если бы в теплообменном аппарате на всем пути движения нагревающей и нагреваемой жидкостей разность температур была одинаковой (что могло бы быть только при прямотоке), то в уравнении (23.14) вместо  $\Delta t$  можно было бы подставить  $\Delta t$ . Однако в практических условиях так бывает только в отдельных, редких случаях. Как правило, разность температур  $\Delta t$  вдоль потоков жидкостей, участвующих в теплообмене, различна. Обратимся к рис. 23.4, на котором в координатной системе температура (по оси ординат) – площадь поверхности нагрева аппарата (по оси абсцисс) графически представлен характер изменения температур – нагревающей и нагреваемой жидкостей кривыми  $A_1B_1$  и  $A_2B_2$  соответственно. На рис. 23.4, *а* показаны кривые для противотока, а на рис. 23.4,  $\delta$  – для прямотока.

Из рис. 23.4 видно, что как при противотоке, так и при прямотоке разность температур  $\Delta t_{ex} > \Delta t_{eblx}$ . Поэтому в расчеты, относящиеся к теплообмену, приходится вводить некоторую среднюю разность температур.

В тех случаях, когда соотношения температур при теплообмене для нагревающего и нагреваемого потоков жидкостей невелики (когда  $t'_1/t''_1 < 2$  и  $t''_2/t'_2 < 2$ ), линии  $A_1B_1$ и  $A_2B_2$  можно считать прямыми и в этом случае среднюю разность температур жидкостей, участвующих в теплообмене, можно вычислять как среднюю арифметическую разность температур:

a) б) t t  $A_1(t'_1)$  $A_1(t'_1)$  $B_1(t''_1)$  $\Delta t_{
m BX}$  $\Delta t_{_{
m BX}}$  $B_2(t''_2)$  $B_2(t$  $B_1(t''_1)$  $A_2(t'_2)$  $A_2(t'_2)$ S S

 $\Delta t = 0.5(t_1' + t_1'') - 0.5(t_2' + t_2'').$ 

Рис. 23.4. Изменение температур нагревающей и нагреваемой жидкостей при противотоке (a) и при прямотоке (б) в осях t - S

В тех же случаях, когда приведенные выше соотношения температур больше 2, то для прямоточной и противоточной схем среднюю разность температур нагревающей и нагреваемой жидкостей определяют как среднюю логарифмическую разность по формуле

$$\Delta t = \frac{\Delta t_{ex} - \Delta t_{eblx}}{\ln(\Delta t_{ex} / \Delta t_{eblx})}$$

где  $\Delta t_{ex} - \Delta t_{ebix}$  – разность температур при входе и выходе, <sup>0</sup>C; для прямотока:

$$\Delta t_{ex} = t'_1 - t'_2 \; ; \Delta t_{eblx} = t''_1 - t''_2 \; ; \qquad (23.15)$$

для противотока:

$$\Delta t_{\theta x} = t_1' - t_2''; \Delta t_{\theta b l x} = t_1'' - t_2'.$$
(23.16)
*Условные эквиваленты.* Для упрощения расчетов вводятся следующие условные наименования величин:

1) Условные эквиваленты нагревающей и нагреваемой жидкостей  $W_1$  и  $W_2$  (Вт/К), представляющие собой произведения массовых расходов нагревающей и нагреваемой жидкостей на их удельные изобарные теплоемкости:

$$W_1 = \dot{m}_1 c_{p,1}; W_2 = \dot{m}_2 c_{p,2}.$$

2) Условный эквивалент поверхности нагрева кS (Вт/К), представляющий собой произведение коэффициента теплопередачи на площадь поверхности нагрева.

Используя эти условные наименования и обозначения, уравнение теплового баланса (23.12) можно представить в таком виде:

$$\Phi = W_1(t'_1 - t''_1) = W_2(t''_2 - t'_2).$$
(23.17)

При равенстве разностей температур нагревающей и нагреваемой жидкостей  $(t'_1 - t''_1 = t''_2 - t'_2)$  равны и их условные эквиваленты  $W_1 = W_2$ .

Задачи теплового расчета теплообменных аппаратов и основные уравнения. Такими задачами могут быть две:

1) Определение *площади поверхности нагрева* теплообменного аппарата *S*, что требуется, например, при проектировании теплообменного аппарата.

2) Определение конечных температур потоков жидкостей. Такой расчет является проверочным, его выполняют для установления возможности использования уже существующего теплообменного аппарата в заданных условиях или при теплотехнических испытаниях.

Если целью теплового расчета теплообменного устройства является определение *площади* поверхности нагрева теплообменного аппарата, то должны быть известны условные эквиваленты нагревающей и нагреваемой жидкостей  $W_1$  и  $W_2$ , их начальные и конечные температуры  $t'_1$ ,  $t''_1$ ,  $t''_2$  и  $t''_2$ , а также поток теплоты в теплообменном аппарате  $\Phi$ .

Если же целью теплового расчета является определение конечных температур жидкостей, участвующих в теплообмене, то должны быть известны: конструкция теплообменного аппарата, схема теплообмена, условные эквиваленты нагревающей и нагреваемой жидкостей  $W_1$  и  $W_2$ , условный эквивалент поверхности нагрева kS, а также начальные температуры жидкостей  $t'_1$  и  $t'_2$ .

Определение *площади* поверхности нагрева. Для этого используют уравнение теплопередачи  $\hat{O} = kS\Delta \bar{t}$ , из которого определяют условный коэффициент поверхности нагрева:

$$kS = \Phi / \Delta t$$
.

Затем по подсчитанному предварительно коэффициенту теплопередачи *k* определяют искомую площадь нагрева:

$$S = kS / k = \Phi / (k \Delta t)$$
.

Определение конечных температур жидкостей. При проверочном тепловом расчете сначала определяют тепловой поток  $\Phi$  для прямотока и для противотока по формуле

$$\Phi = W_1(t_1' - t_2')\psi.$$
(23.18)

Числовые значения коэффициента  $\psi$  для прямотока и для противотока в зависимости от отношения  $W_1/W_2$  и  $kS/W_1$  приведены в табл. 23.1.

После определения теплового потока  $\Phi$  можно подсчитать по уравнению (23.17) конечные температуры жидкостей  $t_1''$  и  $t_2''$ .

Для теплообменных аппаратов, в которых температура одной из жидкостей остается неизменной, схема теплообмена (прямоток, противоток и т.д.) не оказывает влияние на процесс теплообмена.

К теплообменным аппаратам с постоянной температурой нагреваемого потока ( $t_2 = \text{const}$ ) относятся, в частности, паровые котлы (кипение воды при  $t_2 = \text{const}$ ), резервуары с горячим нефтепродуктом (температура наружного воздуха  $t_2 = \text{const}$ ), трубопроводы, заложенные в грунте (температура грунта  $t_2 = \text{const}$ ). В этом случае  $t'_2 = t''_2$  и  $t''_2 - t'_2 = 0$ .

$$\Delta \bar{t} = \frac{t_1' - t_1''}{\ln[(t_1' - t_2)/(t_1'' - t_2)]}$$

Изменение температуры нагревающей жидкости (например, газообразных продуктов сгорания в котле, нефтепродукта в резервуаре и т.д.) может быть подсчитано по формуле

$$t'_1 - t''_1 = (t'_1 - t_2)(1 - e^{-x}),$$

где е – основание натуральных логарифмов; *x* – показатель теплопередачи в процессе теплообмена при постоянной температуре нагреваемого потока, представляющий собой отношение условного эквивалента поверхности на-грева к условному эквиваленту нагревающего потока

$$x = kS / W_1$$
.

К теплообменным аппаратам с постоянной температурой нагревающего потока ( $t_1 = \text{const}$ ) относятся поверхностные конденсаторы (температура конденсации  $t_1 = \text{const}$ ). В этом случае  $t'_1 = t''_1$ ,  $t'_1 - t''_1 = 0$ 

$$\Delta \bar{t} = \frac{t_2'' - t_2'}{\ln[(t_1 - t_2')/(t_1 - t_2'')]}$$

Таблица 23.1

Значения коэффициента  $\psi$  в уравнении (23.18)

для прямотока и противотока

		противоток		1,0	1,0	0,91	0,83	0,67	0,50	0,33	0,17	0,09		0		
	8	прямоток	1,0	66'0	0,95	0,94	0,93	0,89	0,77	0,49	0,20	0,10	0,05	0,02	0,01	0,00
	,0	противоток	0,95	95	0,94	0,94	0,93	0,89	0,77	0,49	0,20	0,10	05	02	01	00
	3	прямоток	0,96	0,	0,91	0,89	0,81	0,66	0,50	0,33	0,17	0,09	0,	0,	0,	0,
	0	противоток	36	36	0,86	0,85	0,83	0,78	0,68	0,46	$0,\!20$	0,10	)5	)2	)1	00
	2,	прямоток	0 <sup>°</sup>	3'0	0,84	0,81	0,76	0,63	0,49	0,38	0,17	0,09	0'(	0'(	0,(	0'(
	0	противоток	53	53	52	51	0,60	0,57	0,51	0,39	0,20	0,10	)5	)2	)1	0(
te $\kappa S/W_1$	1,	прямоток	0,6	0,6	0,6	0,6	0,58	0,52	0,43	0,32	0,17	0,09	0,0	0'0	0,0	0,0
гношени	5	противоток	6	6	6	8	8	0,36	0,34	0,29	0,18	0,10	5	12	1	0
Ó	0,	прямоток	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,35	0,32	0,26	0,16	0,091	0,0	0,0	0,0	0,0
	3	противоток	8	8	8	8	0,28	9	5	0,23	0,16	0,10	5	12	1	0
	0,3	прямоток	0,2	0,2	0,2	0,2	0,27	0,2	0,2	0,21	0,14	0,09	0,0	0'0	0,0	0,0
	,1	противоток	,1	,1	,1	,1	,1	,1	0,1	60	08	90	04	02	01	00
	0	прямоток	0	0	0	0	0	0	0,09	0	0,	0	0,	0	0,	0,
	133	противоток	133	133	133	133	133	133	133	133	132	128	124	16	0,01	00
	0,0	прямоток	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,009	0,(
OT-	ноше-	нис $W_1/W_2$	0	0,01	0,05	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0	20,0	50,0	100,0	8

Изменение температуры нагреваемой жидкости (например, воды в конденсаторе, нефтепродукта или воды в паровом подогревателе)

$$t_2'' - t_2' = (t_1 - t_2')(1 - e^{-x}),$$

где *х* – показатель теплопередачи в процессе теплообмена при постоянной температуре нагревающей жидкости, представляющий собой отношение условного эквивалента площади поверхности нагрева к условному эквиваленту нагреваемой жидкости:

$$x = kS / W_2$$
.

Значения е<sup>-х</sup> в зависимости от х приведены в табл. 23.2.

Таблица 23.2

X	e <sup>-x</sup>	Х	e <sup>-x</sup>	Х	e <sup>-x</sup>
0	0,9048	0,8	0,4493	3,0	0,0498
0,1	0,9048	0,9	0,4066	4,0	0,0183
0,2	0,8187	1,0	0,3679	5,0	0,0067
0,3	0,7408	1,2	0,3012	6,0	0,0025
0,4	0,6703	1,4	0,2466	7,0	0,0009
0,5	0,6065	1,6	0,2019	10,0	0,0000
0,6	0,5488	1,8	0,1653		
0,7	0,4966	2,0	0,1353		

#### Значение е-х

При заданном значении теплового потока  $\Phi$  размеры противоточного теплообменного аппарата получаются меньше, чем прямоточного, поэтому в практических условиях поверхностные теплообменники делают противоточными.

# 23.4. Примеры решения задач

#### Пример 23.1

Определить тепловой поток от газов к воздуху и поверхностную плотность потока сквозь кирпичную кладку котла площадью 120 м<sup>2</sup> и толщиной  $\delta = 250$  мм, если температура газов  $t_1 = 600$  °C, температура воздуха  $t_2 = 30$  °C, коэффициент теплоотдачи от газов к поверхности стенки  $\alpha_1 = 23,6$  Вт/(м<sup>2</sup>·K), коэффициент теплоотдачи от поверхности стенки к наружному воздуху  $\alpha_2 = 9,3$  Вт/(м<sup>2</sup>·K) и теплопроводность кирпичной кладки  $\lambda = 0,81$  Вт/(м·K). Найти также температуры на внутренней и наружной поверхностях обмуровки.

Решение.

Находим коэффициент теплопередачи *k* по формуле  $k = 1/(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2) = 1/(1/23.6 + 0.25/0.81 + 1/9.3) = 2.18 \text{ Bt/(m}^2 \cdot \text{K}).$  Тепловой поток

 $\Phi = kS(t_1 - t_2) = 2,18 \cdot 120 \cdot (600 - 30)$  Вт  $\approx 149$  кВт. Поверхностная плотность теплового потока

 $q = \Phi/S = 149 \cdot 10^3/120 = 1242 \text{ BT/m}^2$ .

Температура на поверхности обмуровки со стороны газов, согласно уравнению (23.7), составляет

 $t'_{\rm cr} = t_1 - qR_1 = t_1 - q/\alpha_1 = 600 - 1,242 \cdot 10^3/9,3 = 547 {}^{0}{\rm C}.$ 

Температура на поверхности обмуровки со стороны наружного воздуха находим по уравнению (23.9):

 $t_{\rm cr} = t_2 + qR_2 = 30 + 1,242 \cdot 10^3 / 9,3 = 164 {}^{0}{\rm C}.$ 

#### Пример 23.2

В маслоохладителе температура масла понижается от  $t'_1 = 59$  <sup>0</sup>C до  $t''_1 = 50$  <sup>0</sup>C, а температура воды при этом повышается от  $t'_2 = 9$  <sup>0</sup>C до  $t''_2 = 18$  <sup>0</sup>C. Найти средний перепад температур при прямотоке и противотоке и расхождение в этих перепадах температур (см. рис. 23.4).

Решение.

1) В данном случае перепады температур обеих жидкостей (масла и воды) одинаковы:

$$t_1' - t_1'' = 59 - 50 = 9 \,{}^{0}\text{C}, \quad t_2'' - t_2' = 18 - 9 = 9 \,{}^{0}\text{C}.$$

Из уравнения (23.17) следует, что при равенстве перепадов температур охлаждающей и охлаждаемой жидкостей их условные эквиваленты равны.

2) Из равенства  $W_1 = W_2$  следует, что при противотоке перепад температур в потоке по всей поверхности теплообмена одинаков и равен, согласно уравнениям (23.16),

$$\Delta t_{npom} = t'_1 - t''_2 = t''_1 - t'_2$$
 или  $\Delta t_{npom} = 59 - 18 = 50 - 9 = 41$  °C.

3) При прямотоке перепады температур при входе и при выходе, согласно уравнениям (23.15), составляют

$$\Delta t'_{np_{\mathcal{M}M}} = t'_1 - t'_2 = 59 - 9 = 50 \ ^{0}\text{C};$$
  
$$\Delta t''_{np_{\mathcal{M}M}} = t''_1 - t''_2 = 50 - 18 = 32 \ ^{0}\text{C}.$$

4) Среднелогарифмический перепад температур в потоке при прямотоке

$$\Delta t_{npRM} = \frac{\Delta t' - \Delta t''}{\ln(\Delta t' / \Delta t'')} = \frac{50 - 32}{\ln(50/32)} = 40.3 \ ^{0}\text{C}.$$

5) Расхождение в перепаде температур составляет

$$(\Delta t_{npom} - \Delta t_{npsm}) / \Delta t_{npom} = [(41 - 40,3) / 41] \cdot 100\% = 1,71\%.$$

#### Пример 23.3

Определить тепловой поток Ф и конечную температуру газообразных продуктов сгорания  $t_1''$  на выходе из конвективной части локомобильного котла, если расход топлива  $\dot{m} = 250$  кг/ч (0,0694 кг/с), массовое отношение образующихся газообразных продуктов сгорания к топливу  $m_{\rm or} = 17,5$ , средняя удельная теплоемкость газов  $c_p = 1,26$  кДж/(кг·К); коэффициент теплопередачи газообразных продуктов сгорания к воде k = 32,3 Вт/(м<sup>2</sup>·K); начальная температура газов на входе в котле  $t_1' = 1005$  °C, температура воды в котле  $t_2' = 213,9$  °C (при давлении p = 2,01 МПа); площадь поверхности нагрева конвективной части котла S = 78,5 м<sup>2</sup>.

Решение.

1) Условный эквивалент газообразных продуктов сгорания

$$W_1 = \dot{m} m_{\text{OT}} c_n = 0,0694 \cdot 17,5 \cdot 1,26 \cdot 10^3 = 1530 \text{ BT/K}.$$

2) Условный эквивалент поверхности нагрева

kS = 32, 3.78, 5 = 2536 BT/K.

3) Показатель теплопередачи

 $x = kS/W_1 = 2536/1530 = 1,66.$ 

4) По табл. 23.2 находим, что при *x* = 1,6 e<sup>-x</sup> = 0,194.

5) Конечная температура газообразных продуктов сгорания определяется из уравнения

$$t'_1 - t''_1 = (t'_1 - t'_2)(1 - e^{-x}) = (1005 - 213,9)(1 - 0,194) = 638 \ ^{0}\text{C},$$

откуда

$$t_1'' = t_1' - 638 = 1005 - 638 = 367 \,^{\circ}\text{C}.$$

6) Тепловой поток

$$Φ = W_1(t'_1 - t''_1) = 1530 \cdot 638 \,\mathrm{Bt} \approx 976 \,\mathrm{\kappa Bt}.$$

## Пример 23.4

Определить потребную поверхность рекуперативного теплообменника, в котором вода нагревается горячими газами. Расчет произвести для прямоточной и противоточной схем. Привести графики изменения температур газа  $t'_1$  и  $t''_1$ , воды  $t'_2$  и  $t''_2$ . Расход воды  $\dot{m} = 1,1$  кг/мин, коэффициент теплопередачи k = 36 Вт/(м<sup>2</sup>·K);  $t'_1 = 375$  °C,  $t''_1 = 255$  °C,  $t'_2 = 25$  °C и  $t''_2 = 90$  °C.

Решение.

Площадь поверхности теплообменника находится по формуле  $S = \Phi / (k \Delta t)$ .

Рассчитаем тепловой поток Ф, принимая во внимание, что теплоемкость воды  $c_p = 4,19 \text{ кДж/(кг·K)}$ 

$$\Phi = \dot{m}c_p(t_2'' - t_2') = \frac{1.1}{60} \cdot 4.19 \cdot (90 - 25) = 5 \text{ kBt.}$$

#### Прямоточная схема.

Среднюю разность температур для прямоточной и противоточных схем, нагреваемой и нагревающей жидкости определяют как среднюю логарифмическую разность по формуле

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{ex} - \Delta t_{eblx}}{\ln(\Delta t_{ex} / \Delta t_{eblx})}.$$

Для прямотока

$$\Delta t_{\theta x} = t_1' - t_2'; \ \Delta t_{\theta b l x} = t_1'' - t_2'';$$

Тогда средняя температура прямоточной схемы равна

$$\Delta t_{cp}^{np_{\mathcal{R}\mathcal{M}}} = \frac{(t_1' - t_2') - (t_1'' - t_2'')}{\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''}} = \frac{(375 - 25) - (225 - 90)}{\ln \frac{375 - 25}{225 - 90}} = 226 \ ^{0}\text{C}.$$

Необходимая поверхность теплообмена S составляет

$$S^{np} = \frac{5 \cdot 10^3}{36 \cdot 226} = 0,613 \text{ m}^2.$$

Противоточная схема.

При противоточной схеме течения имеем:

$$\Delta t_{\theta x} = t_1' - t_2''; \ \Delta t_{\theta b l x} = t_1'' - t_2'.$$

Тогда средняя температура равна

$$\Delta t_{cp}^{npom} = \frac{(t_1' - t_2'') - (t_1'' - t_2')}{\ln \frac{t_1' - t_2''}{t_1'' - t_2'}} = \frac{(375 - 90) - (225 - 25)}{\ln \frac{375 - 90}{225 - 25}} = 240 \ ^{0}\text{C}.$$

В этом случае необходимая поверхность теплообмена S составляет

$$S^{npom} = \frac{5 \cdot 10^3}{36 \cdot 240} = 0,578 \text{ m}^2.$$

Площадь теплообменника при противотоке меньше на 0,035 м<sup>2</sup>, что составляет 5,7 %.

Графики изменения температуры газа и воды представлены на рис. 23.5.





#### 23.5. Контрольные вопросы

1) В каких случаях нужно вводить в расчет среднелогарифмическую разность температур и когда ей можно пользоваться?

2) Как будет изменяться температура стенки поверхности нагрева, если она покрывается в одном случае слоем накипи (со стороны воды), а в другом – слоем сажи (со стороны горячих газов)?

3) Чем можно объяснить перегрев стенки жаровой трубы парового котла, если на ней оказывается какие-нибудь забытые при ремонте посторонние предметы, например инструмент?

4) Что собой представляют в тепловом расчете теплообменников величины W<sub>1</sub> и W<sub>2</sub>, называемые условными эквивалентами?

5) Какие величины влияют на коэффициент теплопередачи?

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Варгафтик, Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н. Б. Варгафтик. – М. : Энергия, 1972. – 720 с.

2. Вукалович, М. П. Термодинамика / М. П. Вукалович, И. И. Новиков. – М. : Энергия, 1968. – 494 с.

3. Головинцев, А. Г. Техническая термодинамика / А. Г. Головинцев, Б. Н. Юдаев. – М. : Машгиз, 1961. – 311 с.

4. Головинцев, А. Г. Техническая термодинамика и теплопередача / А. Г. Головинцев, Б. Н. Юдаев, Е. И. Федотов. – М. : Машиностроение, 1970. – 296 с.

5. Кириллин, В. А. Техническая термодинамика / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. – М. : Энергоатомиздат, 1983. – 416 с.

6. Кудинов В. А. Техническая термодинамика / В. А. Кудинов, Э. М. Карташов. – М. : Высш. шк., 2003. – 261 с.

7. Кузовлев, В. А. Техническая термодинамика и основы теплопередачи / В. А. Кузовлев. – М. : Высш. шк., 1975. – 303 с.

8. Безгрешнов, А. Н. Расчет паровых котлов в примерах и задачах / А. Н. Безгрешнов, Ю. М. Липатов. Б. М. Шлейфер. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – 240 с.

9. Мухачев В.А., Щукин В.К. Термодинамика и теплопередача. – М.: Высш. шк., 1991. – 480 с.

10. Нащокин, В. В. Техническая термодинамика и теплопередача / В. В. Нащокин. – М. : Высш. шк., 1980. – 469 с.

11. Сборник задач по технической термодинамике / Т. Н. Андрианова, Б. В. Дзампов, В. Н. Зубарев [и др.]. – М. : Изд-во МЗИ, 2000. – 354 с.

12. Техническая термодинамика / Е. В. Дрыжаков, С. И. Исаев, Л. И. Кожинов [и др.]. – М. : Высш. шк., 1981. – 439 с.

13. Юдаев, Б. Н. Техническая термодинамика. Теплопередача / Б. Н. Юдаев. – М. : Высш. шк., 1988. – 479 с.

# ПРИЛОЖЕНИЕ 1

#### ОТНОСИТЕЛЬНАЯ МОЛЕКУЛЯРНАЯ МАССА И ПЛОТНОСТЬ НЕКОТОРЫХ ГАЗОВ ПРИ НОРМАЛЬНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Наименование	Хими-	Относительная м	олекулярная	Плотность р <sub>н</sub> ,
газа	ческий	масса (по углеродн	ной шкале) <i>М<sub>r</sub></i>	кг/м <sup>3</sup>
	символ	Точное	Округленное	
		значение	значение	
Водород	H <sub>2</sub>	2,01594	2	0,0899
Метан	CH <sub>4</sub>	16,04313	16	0,7168
Аммиак	NH <sub>3</sub>	17,03061	17	0,7714
Азот	$N_2$	28,0134	28	1,2505
Воздух	-	28,96	29	1,2928
Кислород	$O_2$	31,9988	32	1,4290
Углекислый газ	CO <sub>2</sub>	44,00995	44	1,9770
Окись углерода	СО	64,0628	64	2,9263

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 2

# ТАБЛИЦЫ ИСТИННЫХ УДЕЛЬНЫХ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ГАЗОВ

#### Истинные удельные теплоемкости воздуха и азота

	Воздух (М	$f_r = 28,970)$			Азот $(N_2)$	$(M_r = 28,013)$	
<i>t</i> , <sup>0</sup> C	С <sub>р</sub> ,	$C_{\nu}$ ,	$k = c_p / c_v$	<i>t</i> , <sup>0</sup> C	С <sub>р</sub> ,	С <sub>V</sub> ,	$k = c_p / c_v$
	кДж/(кг•К)	кДж∕(кг∙К)	*		кДж/(кг К)	кДж/(кг К)	*
-50	1,0019	0,7147	1,402	-50	1,0387	0,7419	1,400
0	1,0032	0,7159	1,401	0	1,0387	0,7419	1,400
50	1,0057	0,7184	1,399	50	1,0400	0,7432	1,399
100	1,0098	0,7226	1,397	100	1,0421	0,7444	1,399
200	1,0241	0,7369	1,389	200	1,0517	0,7549	1,393
300	1,0446	0,7574	1,379	300	1,0693	0,7725	1,384
400	1,0680	0,7808	1,368	400	1,0911	0,7942	1,374
500	1,0919	0,8047	1,357	500	1,1158	0,8189	1,362
600	1,1149	0,8277	1,347	600	1,1396	0,8428	1,352
700	1,1355	0,8487	1,338	700	1,1618	0,8633	1,344
800	1,1547	0,8675	1,331	800	1,1824	0,8855	1,335
900	1,1706	0,8834	1,325	900	1,1999	0,9031	1,329
1000	1,1844	0,8972	1,320	1000	1,2154	0,9186	1,323
1100	1,1970	0,9098	1,315	1100	1,2292	0,9324	1,318
1200	1,2079	0,9207	1,312	1200	1,2414	0,9445	1,314
1300	1,2179	0,9307	1,308	1300	1,2518	0,9550	1,311
1400	1,2267	0,9295	1,305	1400	1,2615	0,9646	1,308
1500	1,2347	0,9475	1,303	1500	1,2694	0,9726	1,306

	Водород (Н	$T_2$ ) (M <sub>r</sub> = 2,0159	)	H	Водяной пар (А	$H_2O$ ) (M <sub>r</sub> = 18,0	14)
<i>t</i> , <sup>0</sup> C	$c_p,$	$\mathcal{C}_{v},$	$k = c_p / c_v$	<i>t</i> , <sup>0</sup> C	$C_p,$	$C_{v}$ ,	$k = c_p/c_v$
	кДж/(кг•К)	кДж/(кг•К)	*		ҝДж/(кг•К)	кДж/(кг•К)	*
-50	13,808	9,684	1,425				
0	14,189	10,065	1,410	0	1,8606	1,3992	1,330
50	14,365	10,241	1,403	50	1,8711	1,4097	1,327
100	14,436	10,312	1,400	100	1,8899	1,4285	1,323
200	14,499	10,375	1,398	200	1,9393	1,4779	1,312
300	14,532	10,408	1,396	300	2,0000	1,5396	1,300
400	14,578	10,454	1,394	400	2,0649	1,6035	1,287
500	14,658	10,534	1,392	500	2,1328	1,6714	1,276
600	14,779	10,655	1,387	600	2,2027	1,7413	1,265
700	14,938	10,814	1,381	700	2,2734	1,8120	1,255
800	15,118	10,994	1,375	800	2,3442	1,8828	1,245
900	15,320	11,196	1,369	900	2,4133	1,9519	1,236
1000	15,525	11,401	1,362	1000	2,4794	2,0180	1,229
1100	15,734	11,610	1,355	1100	2,5418	2,0804	1,222
1200	15,952	11,828	1,349	1200	2,6000	2,1386	1,216
1300	16,165	12,041	1,342	1300	2,6540	2,1926	1,211
1400	16,374	12,250	1,337	1400	2,7038	2,2424	1,206
1500	16,580	12,456	1,331	1500	2,7495	2,2881	1,202

## Истинные удельные теплоемкости водорода и водяного пара

# Истинные удельные теплоемкости кислорода и двуокиси углерода

]	Кислород ( <i>O</i> <sub>2</sub> )	$(M_r = 31,996)$		Двуок	ись углерода (	$(CO_2)$ (M <sub>r</sub> = 4	4,0079)
<i>t</i> , <sup>0</sup> C	$c_p,$	$C_{v}$ ,	$k = c_p / c_v$	<i>t</i> , <sup>0</sup> C	$C_p,$	$C_{v}$ ,	$k = c_p / c_v$
	ҝДж/(кг•К)	кДж/(кг•К)	*		кДж/(кг•К)	кДж/(кг•К)	<u>^</u>
-50	0,9102	0,6502	1,400	-50	0,7612	0,5723	1,330
0	0,9136	0,6535	1,398	0	0,8173	0,6284	1,301
50	0,9215	0,6615	1,393	50	0,8688	0,6799	1,287
100	0,9328	0,6728	1,386	100	0,9156	0,7268	1,260
200	0,9630	0,7030	1,370	200	0,9948	0,8060	1,253
300	0,9948	0,7348	1,354	300	1,0601	0,8713	1,217
400	1,0237	0,7637	1,340	400	1,1137	0,9249	1,204
500	1,0480	0,7880	1,330	500	1,1585	0,9697	1,194
600	1,0689	0,8089	1,321	600	1,1962	1,0073	1,188
700	1,0860	0,8260	1,314	700	1,2276	1,0387	1,182
800	1,0999	0,8399	1,309	800	1,2544	1,0655	1,177
900	1,1120	0,8520	1,304	900	1,2766	1,0877	1,174
1000	1,01225	0,8625	1,303	1000	1,2958	1,1070	1,171
1100	1,1317	0,8717	1,129	1100	1,3126	1,1237	1,168
1200	1,1401	0,8801	1,259	1200	1,3264	1,1376	1,166
1300	1,1476	0,8876	1,293	1300	1,3389	1,1501	1,164
1400	1,1551	0,8951	1,290	1400	1,3494	1,1606	1,163
1500	1,1627	0,9027	1,288	1500	1,3590	1,1702	1,161

# ПРИЛОЖЕНИЕ 3

# УДЕЛЬНЫЕ ГАЗОВЫЕ ПОСТОЯННЫЕ НЕКОТОРЫХ ГАЗОВ И ВОДЯНОГО ПАРА

Наиме-	Химии-	Удельная	Наимено-	Хими-	Удельная
нование	ческая	газовая	вание	ческая	газовая
газа	формула	постоянная	газа	формула	постоянная
		<i>R</i> , Дж/(кг <sup>.</sup> К)			<i>R</i> , Дж/(кг <sup>.</sup> К)
Водород	$H_2$	4124,30	Угле-	$CO_2$	188,90
_	2		кислый газ	2	
Метан	$CH_A$	518,25	Окись	СО	296,80
	-		углерода		
Аммиак	NH <sub>3</sub>	488,20	Сернистый	$SO_2$	129,8
	5		газ		
Азот	$N_{2}$	296,80	Водяной	$H_2O$	461,50
	2		пар		
Воздух	-	287,10	Кислород	$O_2$	259,80
-			-		

ПАРАМЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯНОГО ПАРА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДАВЛЕНИЯ

<i>s"</i> , кДж/(кг·К)	10	8,975	8,722	8,393	8,149	7,907	7,593	7,360	7,127	6,822	6,663	6,587	6,523	6,445	6,340	6,256	6,186	6,113	6,0689	5,6147	5,6147	4,9280
<sup>s'</sup> , кДж/(кг·K)	6	0,1054	0,2609	0,4761	0,6492	0,8321	1,0910	1,3026	1,5302	1,860	2,046	2,138	2,216	2,314	2,447	2,554	2,646	2,740	2,7965	3,3601	3,3601	4,0147
<i>г</i> , кДж/кг	8	2484	2459	2423	2392	2358	2204	2258	2202	2109	2048	2015	1987	1947	1891	1840	1796	1745	1713,2	1316,9	1316,9	583,4
<i>i"</i> , кДж/кг	L	2513	2533	2561	2584	2609	2645	2675	2707	2749	2769	2778	2785	2792	2799	2802	2804	2802	2800,6	2724,8	2724,8	2410,3
і', КДж/кг	9	29,32	73,52	137,83	191,90	251,40	340,60	417,40	504,80	640,10	720,90	762,70	798,30	844,60	908,50	961,80	1008, 30	1057,50	1087,50	1154,20	1407,90	1826,80
$ ho,  ho,  m Kr/M^3$	5	0,00770	0,01493	0,03547	0,05812	0,13080	0,30870	0,59030	1,12900	2,66900	4,16100	5,13900	6,12400	7,59300	10,04100	12,51000	18,04000	15,00000	20,09000	25,36000	95,47000	170,50000
v'', $\mathrm{M}^3/\mathrm{K}\Gamma$	4	129,9000	66,9700	28,1900	14,6800	7,6470	3,2390	1,6940	0,8854	0,3747	0,2403	0, 1946	0,1633	0,1317	0,09958	0,07993	0,06665	0,05543	0,04977	0,03943	0,01803	0,00586
$w'$ , $M^{3/K\Gamma}$	e	0,0010001	0,0010014	0,0010053	0,0010103	0,0010171	0,0010299	0,0010432	0,0010605	0,0010927	0,0011149	0,0011273	0,0011385	0,0011539	0,0011766	0,0011972	0,0012163	0,0012380	0,0012520	0,0012858	0,0014522	0,0020300
T, ∘C	2	6,92	17,514	32,88	45,84	60,08	81,35	99,64	120,23	151,84	170,42	179,88	187,95	198,28	212,37	223,93	233,83	244,16	250,33	263,91	310,96	365,72
$p_{,}$ MIIa	1	0,001	0,002	0,005	0,010	0,020	0,050	0,10	0,20	0,50	0,80	1,00	1,20	1,50	2,00	2,50	3,00	3,60	4,00	5,00	10,00	20,00

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

_
~
ш
>
Ĺ
1
ם
ш
<
<u> </u>
•
$\mathbf{n}$
_
2
O
<b>X</b>
O
$\leq$
5
7
-
O
-
Z
~
ш
4
$\sim$
(·)
Ш
-
Ч.
∩ `
<u> </u>
1
_
_
$\frown$
U.
- T
$\mathbf{n}$
$\leq$
Т
<u>ע</u>
더
БЦ
РДО
ЗОДЯ
водя
водя
оддя
О ВОДЯ
го водя
ого водя
ого водя
ного водя
ного водя
ного водя
ННОГО ВОДЯ
ЕННОГО ВОДЯ
ЕННОГО ВОДЯ
ценного водя
щенного водя
ІЩЕННОГО ВОДЯ
ыщенного водя
с претиона водя
сыщенного водя
сыщенного водя
АСЫЩЕННОГО ВОДЯ
<b>НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ</b>
НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
ы насыщенного водя
Ы НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
Ы НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
РЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
ТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
ТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
ЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
ИЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
МЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
<b>МЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ</b>
АМЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
<b>РАМЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ</b>
РАМЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ
<b>АРАМЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ</b>
АРАМЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯ

<i>s</i> ",	кДж/(кг·К)	10	9,1544	8,8994	8,6665	8,0753	7,6116	7,3547	7,0777	6,8383	6,6256	6,4318	6,2488	6,0721	5,8938	5,7049	5,4891	5,2117	4,5418
<i>s'</i> ,	кДж/(кг·К)	6	0	0,1510	0,2964	0,7038	1,0753	1,3071	1,5814	1,8418	2,0909	2,3308	2,5640	2,7934	3,0223	3,2548	3,5002	3,7786	4,3258
r,	кДж/кг	8	2501	2477	2454	2383	2308	2257	2188	2114	2032	1941	1835	1715	1574,2	1404,2	1190,3	893,5	27,4
i",	кДж/кг	L	2501	2519	2537	2592	2643	2676	2713	2746	2773	2793	2802	2801	2785	2749	2684	2565	512,7
<i>i</i> ',	кДж/кг	9	0	42,04	83,90	209,3	334,9	419,1	525,0	632,2	741,1	852,4	966,9	1085,7	1210,7	1344,9	1493,6	1671,5	485,3
$ ho, {\rm kr/m}^3$		2		0,009398	0,01729	0,08306	0,2934	0,5977	1,298	2,547	4,617	7,862	12,76	19,98	50,53	46,21	70,57	113,6	288
۰ <i>"</i> ۸	$M^3/K\Gamma$	7	206,3	106,42	57,84	12,04	3,408	1,673	0,7704	0,3926	0,2166	0,1272	0,07837	0,05006	0,03274	0,02164	0,01417	0,008803	0,00347
<i>V</i> ′,	$M^3/K\Gamma$	3	0,0010002	0,0010004	0,0010018	0,0010121	0,0010290	0,0010435	0,0010649	0,0010906	0,0011208	0,0011565	0,0011992	0,0012512	0,0013168	0,0014036	0,001529	0,001741	0,00280
$p, M\Pi a$		2	0,006108	0,001228	0,002337	0,01233	0,04736	0,10132	0,23208	0,4760	0,8925	1,5551	2,55	3,98	5,95	8,59	12,06	16,54	22,09
t, °C		1	0	10	20	50	80	100	125	150	175	200	225	250	275	300	325	350	374

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

# ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО ПАРА (выдержки из таблицы)

	2794;	= 5,973	S,	кДж/(кг-К)	0,0004	0,7005	1,3020	1,835	2,322	2,789	6,200	6,440	6,640	6,815	6,974	6,120	7,257	7,787	7.510
5,0 M∏a	(3,91; i'' =	3944; <i>s</i> ″ =	i,	кДж∕кг	5,2	213,6	422,5	634,7	853,6	1085,7	2920	3063	3193	3315	3433	3550	3666	3782	3899
	$t_{\rm s} = 26$	v'' = 0,	V,	${ m M}^3/{ m K}{ m \Gamma}$	0,0009976	0,0010098	0,0010408	0,0010876	0,0011530	0,0012492	0,04539	0,05195	0,05781	0,06332	0,06858	0,07370	0,07870	0,08357	0.08842
	2804;	= 6,186	ς,	кДж/(кг·К)	0,0000	0,7018	1,3038	1,837	2,326	6,283	6,530	6,735	6,916	7,080	7,231	7,373	7,506	7,633	7,755
3,0 M∏a	3,83; i'' = 2	5665; s" =	i,	кДж∕кг	3,1	211,8	420,9	633,4	852,6	2853	2988	3111	3229	3343	3456	3569	3682	3796	3911
	$t_{\rm s} = 23$	v'' = 0,00	V,	$\mathrm{M}^{3}/\mathrm{K}\Gamma$	0,0009986	0,0010107	0,0010419	0,0010889	0,0011551	0,07067	0,08119	0,09051	0,09929	0,1078	0,1161	0,1243	0,1325	0,1405	0,1484
	27,99;	= 6,340	s,	кДж/(кг·К)	0,0000	0,7020	1,3048	1,838	2,328	6,539	6,757	6,949	7,122	7,282	7,429	7,569	7,701	7,827	7,947
2,0 MIIa	2,37; i'' = 2	19958; s" =	i,	кДж/кг	2,1	210,9	420,1	632,8	852,4	2900	3019	3134	3246	3357	3468	3578	3690	3802	3917
	$t_{\rm s} = 21$	v'' = 0,0	V,	$\mathrm{M}^{3}/\mathrm{K}\Gamma$	0,0009991	0,0010112	0,0010424	0,0010895	0,0011561	0,1114	0,1255	0,1384	0,1511	0,1634	0,1735	0,1875	0,1995	0,2114	0,2232
d			<i>t</i> , <sup>0</sup> C		0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500	550	009	650	700

ПРИЛОЖЕНИЕ 7 РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ ТВЕРДЫХ И ЖИДКИХ ТОПЛИВ

							I				
			0	OCTAB	рабоче	ей масо	CPI TOIL	пива, <sup>0</sup>	6	Теплота	Выход
Бассейн,	Марка	Класс или вид								сгорания	летучих
месторождение	топлива	топлива*	W <sup>p</sup>	$\mathbf{A}^{\mathrm{p}}$	$\mathbf{S}^{\mathrm{p}}$	Cp	$\mathrm{H}^{\mathrm{p}}$	$N^{p}$	O <sup>p</sup>	Q <sup>P</sup> ,	веществ
										МДж/кг	$V^{r}$ , %
1. Донецкий	Д	d	13,0	24,4	3,1	47,0	3,4	1,0	8,0	18,5	43,0
2. Донецкий	Г	0	11,0	28,5	3,5	47,2	3,3	0,9	5,5	18,88	41,0
3. Донецкий	Г	$\mathrm{Kr}$	13,0	11,3	2,6	62,1	4,0	1,1	5,9	24,45	39,0
4. Донецкий	Ц	Р	6,0	25,4	2,4	61,1	2,9	1,0	1,2	23,40	12,0
5. Донецкий	A	III	8,5	30,2	1,6	56,4	1,1	0,5	1, 7	19,97	4,0
6. Кузнецкий	CC	P,O	9,0	18,2	0,3	61,5	3,6	1,7	5,9	23,57	30,0
7. Кузнецкий	Ц	IIII	12,0	23,8	0,5	51,4	3,8	1,9	6,6	20,01	41,0
8. Карагандинский	K	IIII	10,0	28,7	0,8	41,8	2,7	0,6	5,4	16,24	30,0
9. Экибастузский	CC	Р	6,5	36,9	0,7	44,8	3,0	0,8	7,3	17,38	24,0
10. Подмосковный	B2	Р	32,0	28,6	2,7	26,0	2,1	0,4	8,2	9,34	48,0
11. Воркутинское	Ж	P,0	5,5	28,4	0,9	55,5	3,6	1,7	4,4	22,02	33,0
12. Челябинский	<b>B</b> 3	Р	17,0	32,4	0,9	35,9	2,6	1,0	10,2	13,44	44,0
13. Ангренское	$\mathbf{B2}$	Р	34,5	14,4	1,3	39,1	1,9	0,2	8,6	13,44	33,5
14. Березовское	$\mathbf{B2}$	Р	33,0	4,7	0,2	44,2	3,1	0, 4	14,4	$16,\!20$	48,0
15. Назаровское	$\mathbf{B2}$	Р	39,0	7,3	0,4	37,6	2,6	0,4	12,7	13,02	48,0
16. Нерюнгринское	CC	Р	10,0	19,8	0,2	60,0	3,1	0,6	6,3	22,48	20,0
17. Эстонсланец	I		12,0	44,4	1,4	19,9	2,6	0,1	2,9	9,00	90,06
18. Росторф	ı	$\Phi p$	50,0	6,3	0,1	24,7	2,3	1,1	15,2	8,12	70,0
19. Мазут	ı	Сернистый	3,0	0,1	1,4	83,8	11,2	ı	0,5	39,73	I
20. Мазут		Высокосернистый	3,0	0,1	2,8	83,0	10,4	ı	0,7	38,77	I
* Обозначение классон О – отсевы; ШП – промеж	з топлив: Р – р суточный прод	ядовое (топливо всех разм 1укт переработки; Кт – кон	еров), III центрат (	– штыб ( повышен	(мелкое т нного кач	опливо); нества); ₫	обозначе р – фрезе	ние видс грный.	в топлив.	a:	

# ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ	5
ЧАСТЬ 1. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА	6
1. ОБШИЕ ПОНЯТИЯ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОЛИНАМИКИ	6
1.1. Материя и энергия	. 6
1.2. Физическое состояние вещества	7
1.3. Масса, сила тяжести и вес	8
1.4. Количество вещества, молярная масса и молярный объем	.9
1.5. Контрольные вопросы	9
2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ	. 10
2.1. Плотность и удельный объем	. 10
2.2. Давление. Единицы измерения давления	.10
2.3. Избыточное и вакуумметрическое давление	.11
2.4. Температура	12
2.5. Примеры решения задач	13
2.6. Задачи	19
2.7. Контрольные вопросы	20
3. ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ	.21
3.1. Идеальные газы	21
3.2. Законы Бойля-Мариотта, Гей-Люссака и Шарля	21
3.3. Уравнение состояния идеальных газов	22
3.4. Закон Авогадро	.23
3.5. Уравнение Менделеева	24
3.6. Примеры решения задач	25
3.7. Задачи	30
3.8. Контрольные вопросы	31
4. СМЕСИ ЖИДКОСТЕЙ, ГАЗОВ И ПАРОВ	31
4.1. Чистые вещества и смеси	31
4.2. Состав смесей жидкостей, паров и газов	.31
4.3. Газовые смеси. Закон Дальтона	34
4.4. Объемные доли газовой смеси	35
4.5. Примеры решения задач	35
4.6. Задачи	43
4.7. Контрольные вопросы	.43
5. ТЕПЛОЕМКОСТЬ	44
5.1. Общие понятия и определения	.44
5.2. Теплоемкости изохорная и изобарная	44
5.3. Нахождение истинных и средних теплоемкостей	.46
5.4. Теплоемкость смесей	.46

5.5. Примеры решения задач	48
5.6. Задачи	54
5.7. Контрольные вопросы	55
6. ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ	56
6.1. Уравнение первого начала термодинамики	56
6.2. Внутренняя энергия. Закон Джоуля	57
6.3. Работа изменения объема на <i>pv</i> -диаграмме	58
6.4. Теплота. Функция состояния и процесса	59
6.5. Работа изменения давления. Энтальпия	60
6.6. Примеры решения задач	61
6.7. Контрольные вопросы	63
7. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГАЗОВ	64
7.1. Обратимые процессы и их свойства	64
7.2. Основные термодинамические процессы	65
7.3. Изохорный процесс	65
7.4. Изобарный процесс	66
7.5. Изотермический процесс	67
7.6. Адиабатный процесс	68
7.7. Политропный процесс	70
7.8. Примеры решения задач	71
7.9. Задачи	82
7.10. Контрольные вопросы	84
8. ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ	85
8.1. Общие понятия. Формулировки второго начала термодинамики	185
8.2. Круговые процессы (циклы) тепловых машин	86
8.3. Цикл Карно теплового двигателя	89
8.4. Цикл Карно холодильной машины	92
8.5. Энтропия	93
8.6. <i>Тs</i> -диаграмма	95
8.7. Энтропия и работоспособность изолированной системы	98
8.8. Эксергетический метод исследования	99
8.9. Эксергия рабочего тела	. 100
8.10. Эксергия потока рабочего тела	102
8.11. Эксергия теплоты	.102
8.12. Регенеративный цикл	105
8.13. Примеры решения задач	. 106
8.14. Задачи	. 112
8.15. Контрольные вопросы	.114
9. ПРОЦЕССЫ КОМПРЕССОРНЫХ МАШИН	.114
9.1. Общие понятия	.114
9.2. Процесс идеального одноступенчатого	
поршневого компрессора	. 118

9.3. Процесс идеального многоступенчатого	
поршневого компрессора	122
9.4. Примеры решения задач	126
9.5. Задачи	140
9.6. Контрольные вопросы	141
10. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ	
ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ И ГАЗОТУРБИННЫХ	
УСТАНОВОК	142
10.1. Общие понятия	142
10.2. Термодинамический цикл ДВС со смешанным подводом	
теплоты (цикл Тринклера)	142
10.3. Термодинамический цикл ДВС с изохорным подводом	
теплоты (цикл Отто)	145
10.4. Термодинамический цикл ДВС с изобарным подводом	–
теплоты (цикл Дизеля)	147
10.5. Термодинамический цикл газотурбинных установок	1.40
с изобарным подводом теплоты (цикл Брайтона)	149
10.6 Термодинамический цикл газотурбинных установок	1 7 1
с изохорным подводом теплоты (цикл I емфри)	151
10.7. Газотурбинные установки с регенерацией	153
10.8. Примеры решения задач	155
10.9. Задачи	160
10.10. Контрольные вопросы	162
П. ОБЩИЕ СВОИСТВА ЖИДКОСТЕИ И ПАРОВ	163
11.1. Основные параметры состояния жидкости и пара	163
11.2. Пограничные кривые	165
11.3. Критическая температура	10/
	108
12. ТАБЛИЦЫ И ДИАГРАММЫ ВОДЯНЫХ ПАРОВ	1.109
12.1. Гаолицы параметров жидкости и сухого насыщенного пара.	169
12.2. Параметры состояния влажного насыщенного пара	172
12.3. Гаолицы параметров перегретого пара	1/2
12.4. Го-диаграмма	1/3
12.5. Понятие о <i>Is</i> -диаграмме	1/0
12.0. Примеры решения задач	1//
12./. Задачи	181
	101
13. ТЕГИОДИНАЛИИ ЛЕСКИЕ ПГОЦЕССЫ ПАГОВ	101
13.1. Общий метод решения задач	197
13.2. Изобарный процесс 13.3. А пиабатный процесс	182
13.7. Изотерминеский процесс	195
1.5.4. Изотермический процесс	103

13.5. Изохорный процесс	187
13.6. Примеры решения задач	188
13.7. Задачи	192
13.8. Контрольные вопросы	194
14. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ	195
14.1. Общие понятия. Истечение через суживающееся сопло	195
14.2. Критическая скорость потока и максимальный массовый	
расход рабочего тела	197
14.3. Истечение газа через сопло Лаваля	200
14.4. Расчет истечения газов и паров по <i>is</i> -диаграмме	202
14.5. Истечение газа через диффузоры	203
14.6. Дросселирование	205
14.7. Примеры решения задач	207
14.8. Задачи	212
14.9. Контрольные вопросы	213
15. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ	
ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК	214
15.1. Простейшая схема паросиловой установки	214
15.2. Цикл Карно паросиловой установки	214
15.3. Цикл Ренкина	217
15.4. Пути повышения экономичности цикла Ренкина	219
15.5. Усложненные циклы паросиловых установок	223
15.6. Парогазовый цикл	231
15.7. МГД-генератор. Цикл МГД-установки	232
15.8. Примеры решения задач	235
15.9. Задачи	237
15.10. Контрольные вопросы	239
16. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК	239
16.1. Обратный цикл Карно	239
16.2. Циклы воздушной компрессорной холодильной установки	241
16.3. Цикл паровой компрессорной холодильной установки	242
16.4. Циклы пароэжекторной холодильной установки	245
16.5. Цикл абсорбционной холодильной установки	247
16.6. Тепловой насос	248
16.7. Контрольные вопросы	250
17. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ	250
17.1. Основные характеристики влажного воздуха	250
17.2. Понятие о <i>id</i> -диаграмме влажного воздуха	253
17.3. Примеры решения задач	255
17.4. Задачи	258
17.5. Контрольные вопросы	259

18. ЗАЩИТА БИОСФЕРЫ	. 259
18.1. Выбросы вредных продуктов сгорания в атмосферу	. 259
18.2. Золоулавливание	.262
18.3. Обезвреживание сточных вод ТЭС	262
18.4. Радиоактивные отходы	. 262
18.5. Контрольные вопросы	. 263
19. РАСЧЕТ ВРЕДНЫХ ВЫБРОСОВ С ПРОДУКТАМИ СГОРАНИЯ.	263
19.1. Расчеты образования оксидов азота	.263
19.2. Образование термических оксидов азота	.263
19.3. Концентрация топливных и быстрых оксидов азота.	
Суммарная концентрация оксидов в газах	.266
19.4. Особенности расчетов оксидов азота	
при сжигании природного газа	.268
19.5. Образование оксидов серы и расчет температуры	
точки росы при сжигании мазута	.268
19.6. Расчет температуры точки росы при сжигании	
твердых топлив	.270
19.7. Примеры решения задач	. 270
19.8. Контрольные вопросы	. 278
ЧАСТЬ II. ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА	279
20. ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ	. 279
20.1. Общие понятия	.279
20.2. Перенос теплоты теплопроводностью сквозь плоскую стенку.	.280
20.3. Перенос теплоты теплопроводностью через	
цилиндрическую и сферическую стенки	.284
20.4. Примеры решения задач	. 285
20.5. Контрольные вопросы	. 286
21. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН	. 287
21.1. Общие понятия	.287
21.2. Подобие процессов конвективного обмена	.287
21.3. Числа подобия	289
21.4. Обобщенные математические зависимости в процессах	
конвективного теплообмена	. 293
21.5. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости	293
21.6. Теплоотдача при свободном движении жидкости	. 299
21.7. Особые случаи процессов теплоотдачи	.300
21.8. Примеры решения задач	. 303
21.9. Контрольные вопросы	. 308
22. ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ	. 308
22.1. Основные законы теплового излучения	.308
22.2. Теплообмен излучением между твердыми стенками	. 313

22.3. Теплообмен излучением между газами и твердой стенкой	315
22.4. Радиационно-конвективный теплообмен	316
22.5. Примеры решения задач	. 317
22.6. Контрольные вопросы	318
23. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ	319
23.1. Теплопередача сквозь плоскую стенку	. 319
23.2. Основные типы теплообменных аппаратов	321
23.3. Тепловой расчёт теплообменных аппаратов	322
23.4. Примеры решения задач	. 328
23.5. Контрольные вопросы	332
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК	333
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ МОЛЕКУЛЯРНАЯ МАССА	
И ПЛОТНОСТЬ НЕКОТОРЫХ ГАЗОВ	
ПРИ НОРМАЛЬНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ	
УСЛОВИЯХ	. 334
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. ТАБЛИЦЫ ИСТИННЫХ УДЕЛЬНЫХ	
ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ НЕКОТОРЫХ ГАЗОВ	. 334
ПРИЛОЖЕНИЕ 3. УДЕЛЬНЫЕ ГАЗОВЫЕ ПОСТОЯННЫЕ	
НЕКОТОРЫХ ГАЗОВ И ВОДЯНОГО ПАРА	. 336
ПРИЛОЖЕНИЕ 4. ПАРАМЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯНОГО	
ПАРА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДАВЛЕНИЯ	. 337
ПРИЛОЖЕНИЕ 5. ПАРАМЕТРЫ НАСЫЩЕННОГО ВОДЯНОГО	
ПАРА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ	. 338
ПРИЛОЖЕНИЕ 6. ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕГРЕТОГО ВОДЯНОГО	
ПАРА (ВЫДЕРЖКИ ИЗ ТАБЛИЦЫ)	. 339
ПРИЛОЖЕНИЕ 7. РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕКОТОРЫХ	ζ
ТВЕРДЫХ И ЖИДКИХ ТОПЛИВ	. 340

Учебное издание

Виноградов Виктор Сергеевич Космынин Александр Витальевич Попов Алексей Юрьевич

# ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ПРИМЕРАХ И ЗАДАЧАХ

Учебное пособие

2-е издание, переработанное и дополненное

Научный редактор – доктор технических наук, профессор, академик РИА Ю. Г. Кабалдин

Редактор Е. О. Колесникова

Подписано в печать 24.05.2012 Формат 60 × 84 1/16. Бумага 80 г/м<sup>2</sup>. Ризограф FR3950EP-α Усл. печ. л. 20,25. Уч.-изд. л. 20,11. Тираж 100 экз. Заказ 24904.

Редакционно-издательский отдел Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет» 681013, Комсомольск-на-Амуре, пр. Ленина, 27.

Полиграфическая лаборатория Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет» 681013, г. Комсомольск-на-Амуре, пр. Ленина, 27.