В. А. Кузовлев

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ОСНОВЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

для техникумов

издательство Высшая Школа

В. А. Кузовлев

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ОСНОВЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Под редакцией канд. техн. наук
Л. Р. СТОЦКОГО

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ, ПЕРЕРАБОТАННОЕ
И ДОПОЛНЕННОЕ

Допущено
Министерством высшего
и среднего специального
образования СССР
в качестве учебника для учащихся
машиностроительных специальностей
техникумов



Москва «Высшая школа» 1983

ББК 31.31
К89
УДК 536 + 536.2.24(075)

Рецензент: С. С. Островский — преподаватель Ленинградского вечернего машиностроительного техникума

Кузовлев В. А.

К89 Техническая термодинамика и основы теплопередачи: Учебник для машиностр. спец. техникумов / Под ред. Л. Р. Стоцкого — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Высш. шк., 1983. — 335 с., ил.

В пер.: 85 к.

В учебнике рассматриваются вопросы термодинамики газов и водяных паров. Кроме того, изложены основные положения учения о теплопередаче.

Во второе издание учебника (первое вышло в свет в 1975 г.) внесены изменения и дополнения, которые вызваны терминологией и ряда определений. Изложен новый материал о паровых циклах, цикле МГД генератора, эжекторе, тепловом насосе и др.

В учебник включено около 200 примеров и задач по разным разделам курса с решениями и ответами. Использована Международная система единиц (СИ).

К $\frac{2303010000-401}{001(01)-83}$ 112—83

ББК 31.31
6П2.2

© Издательство «Высшая школа», 1975
© Издательство «Высшая школа», 1983,
с изменениями

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

За время, прошедшее после выхода в свет первого издания предлагаемого учебника (1975), содержание его в условиях современных высоких темпов научно-технического прогресса до известной степени уже устарело. Поэтому при подготовке второго издания оно было значительно обновлено.

Все содержание учебника приведено в полное соответствие с ГОСТ 8.417—81 «Единицы физических величин», который постановлением Госстандарта СССР от 19 марта 1981 г. № 1449 введен в действие с 1 января 1982 г.

Рассмотрен эксергетический метод анализа работы тепловых установок. Уделено достаточно большое внимание таким новым перспективным циклам тепловых двигателей, как, например, парогазовый, регенеративный, цикл МГД-генератора. Некоторые из этих циклов уже нашли практическое применение.

Значительно обновлена вторая часть учебника «Основы теплопередачи», в особенности глава о теплообмене излучением.

Дополнительно к контрольным вопросам и примерам с подробными решениями, включенным в первое издание по всем узловым вопросам курса, во втором издании приведены около 150 задач для самостоятельной работы учащихся.

Автор выражает искреннюю благодарность доц., канд. техн. наук Л. Р. Стоцкому, любезно согласившемуся выполнить работу по научному редактированию учебника. Л. Р. Стоцким написана глава 20 «Основные законы теплового излучения».

Автор выражает признательность Л. В. Кузовлеву за большую и разностороннюю помощь при подготовке настоящего издания.

Автор

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

«Термодинамика — это единственная физическая теория, относительно которой я убежден, что в рамках применимости ее основных понятий она никогда не будет опровергнута».

А. Эйнштейн

Глава I

ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ

§ 1.1. Предмет технической термодинамики

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

Эта наука является частью более общей науки — термодинамики, в которой изучаются разнообразные явления природы: физические, химические, космические, биологические и другие — в свете двух фундаментальных законов природы: первого и второго начал термодинамики.

Зарождение технической термодинамики было вызвано появлением в конце XVIII столетия паровых двигателей. Вначале они были крайне неэкономичными: удельный расход топлива, которым в те времена был в основном каменный уголь, доходил до 35 кг на 1 кВт·ч. Однако тогда это обстоятельство не имело большого значения, так как паровые двигатели использовались для откачки воды из каменноугольных шахт, где уголь был непокупной.

Область применения паровых машин благодаря их несомненным преимуществам по сравнению с другими силовыми установками того времени (водяными колесами, ветряными крыльями) быстро увеличивалась. Паровые двига-

чели стали использовать в промышленности, на транспорте. Число их росло, рос спрос на каменный уголь и цена на него. Все это вызывало необходимость изыскания путей повышения экономичности тепловых двигателей, т. е. уменьшения ими удельного расхода топлива.

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

Дальнейшее развитие термодинамических исследований шло по пути, указанному С. Карно, и было направлено на усовершенствование тепловых двигателей (повышение их экономичности). Такие исследования в настоящее время приобрели особенную остроту. Объясняется это тем, что источником теплоты, используемым для энергетических целей, в основном является природное топливо (продукты переработки нефти, газ, каменный уголь, иногда древесина). Однако запасы его не безграничны и, как правило, невосполнимы. Более того, из-за все увеличивающегося потребления топлива, вызванного техническим прогрессом, отмечается в некоторых случаях истощение этих запасов. Одним из способов выхода из создавшегося положения является экономия в расходе топлива теплосиловыми установками. В этих условиях значение технической термодинамики неизбежно и неуклонно возрастает. Развитие термодинамики способствовало развитию теплотехники, ракетостроения, машин и установок атомной энергетики.

Внедрение электрической энергии во все отрасли народного хозяйства и быт имеет, как известно, большое народнохозяйственное и политическое значение.

В принятых на XXVI съезде КПСС Основных направлениях экономического и социального развития СССР на 1981—1985 годы и на период до 1990 года предусмотрено увеличение выработки электроэнергии, в том числе на атомных и гидроэлектростанциях. Кроме того, предусмотрено продолжение работ по освоению реакторов на быстрых нейтронах и использованию ядерного топлива для выработки теплоэнергии (См.: Материалы XXVI съезда КПСС. М., Политиздат, 1982, с. 148).

§ 1.2. Материя и энергия

Из курса физики известно, что любой отдельно взятый предмет в природе называется *физическим телом* или просто *телом*. Известно также, что все тела материальны, причем под материей понимается вещество, из которого состоит тело.

Одно из важных свойств материи заключается в том, что она всегда и везде находится в состоянии движения. Поэтому и говорят, что материя и движение неотделимы друг от друга. Как материя не может существовать без движения, так не может быть и движения без материи. Хотя формы движения материи разнообразны, но все их можно разделить на видимые и невидимые.

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

Распространенной невидимой формой движения материи является теплота, характеризуемая беспорядочным движением структурных частиц, составляющих тело.

Чем больше таких частиц в теле и чем больше средняя скорость их движения, тем энергия тела больше и вместе с тем больше его работоспособность. Таким образом, энергия является характеристикой работоспособности тела.

Так как формы движения материи разнообразны, то и энергия проявляется в разных видах. Известны, например, такие виды энергии, как механическая, внутренняя, электромагнитная, атомная, ядерная и др.

§ 1.3. Физическое состояние вещества

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

В твердых телах силы притяжения между частицами оказываются настолько большими, что такое тело сохраняет

* Считается, что полностью или частично ионизованный газ, называемый *плазмой*, представляет собой четвертое состояние вещества. Подробнее о плазме сказано в § 15.6.

свою форму, и чтобы нарушить ее, надо приложить к нему более или менее значительную силу.

В жидкостях силы притяжения между частицами значительно меньше, чем в твердых телах. Жидкости не в состоянии сохранять свою форму и поэтому принимают форму того сосуда, в котором они находятся.

В газообразных телах расстояния между частицами вещества гораздо больше, чем в жидких или твердых. При этом силы взаимодействия между частицами оказываются настолько незначительными, что газообразные тела распространяются по всему пространству, в котором они находятся.

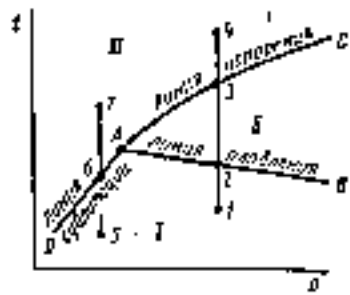


Рис. 1.1. Фазовая диаграмма однокомпонентного вещества

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

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

На этой диаграмме по оси ординат откладывается в определенном масштабе температура, а по оси абсцисс — давление. Линиями AB, AC и AD площадь диаграммы разделена на три зоны: *I* — зона твердого состояния, *II* — зона жидкости и *III* — зона газа (пара). Линия AB является пограничной между зонами твердого состояния вещества и жидкости, линия AC — пограничной между зонами жидкости и газа (пара) и линия AD — пограничной между зонами твердого вещества и газа (пара).

Линия *1—4* — графически изображает процесс, в котором твердое вещество при постоянном давлении нагреванием превращается вначале в жидкость, а затем в газ (пар). В точке плавления *2* вещество может находиться одновременно в двух состояниях — твердой и жидкой фазах. На участке *2-3* вещество находится в жидком состоянии, а на участке *3-4* — в состоянии перегретого пара (газа). В точке *3* оно может находиться в двух фазах — жидкости и пара (т. е. являться насыщенным паром).

Если уменьшить давление, при котором происходят эти фазовые превращения, то линия процесса будет перемещаться влево и точки *2* и *3* постепенно будут сближаться. Наконец, когда линия процесса пройдет через точку *А*, то точки *2* и *3* сольются. Точка *А* называется *тройной*, так как 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 состояния в газообразное изобразится, например, линией *5-7*.

Как видно из диаграммы, в данном случае твердое вещество непосредственно переходит в газообразное состояние, минуя жидкую фазу. Такой процесс называется *возгонкой* (*сублимацией*). По этому процессу происходит, в частности, превращение сухого льда (твердой углекислоты) в углекислый газ.

Принципиального различия между газом и паром нет, однако парами условно считают такие газообразные вещества, которые в обычных условиях могут при отводе теплоты переходить в жидкость, т. е. конденсироваться. К газам относят такие вещества, для конденсации которых нужны относительно высокие давления и низкие температуры. Так, водяной пар при нормальном атмосферном давлении конденсируется уже при температуре 100°С, а для конденсации при таком же давлении, например, кислорода требуется температура — 182, 97°С.

В тепловых двигателях теплота превращается в работу. Для такого превращения используют вещества-теплоносители, называемые *рабочими телами*.

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

Итак, *рабочими телами называют вещества, используемые для превращения теплоты в работу.*

§ 1.4. Масса, сила тяжести и вес

В ранее изданной технической литературе приводятся устаревшие единицы физических величин. Для перевода их в новые составлены специальные пересчетные таблицы. Одна из таких таблиц, в которой приведены некоторые механические и тепловые единицы, дана в приложении 1.

Остановимся в этом параграфе на трех важных величинах: массе, силе тяжести и весе. Именно в их понятия в последнее время были внесены существенные изменения и дополнения, нашедшие отражение и в технической термодинамике.

Масса — понятие многогранное. В технической термодинамике масса рассматривается прежде всего как характеристика инертных свойств тела (такая масса получила название инертной массы). Напомним, что *инертность — это свойство тел изменять свою скорость под воздействием внешних сил* или, другими словами, отзываться ускорением на действие таких сил.

Масса участвует и в законе всемирного тяготения, в котором она является характеристикой сил взаимного притяжения тел. В термодинамических расчетах массу рассматривают как постоянную величину. Такая масса называется *массой покоя*. Массу покоя макротел определяют взвешиванием на весах, в частности рычажных, на которых она уравновешивается массой гирь. Так как при этом масса взвешиваемого тела и масса гирь оказываются под одинаковым воздействием сил земного притяжения, то результат взвешивания не зависит от местонахождения пункта взвешивания.

За единицу массы в СИ принят килограмм (кг).

Сила тяжести — векторная (т. е. направленная) величина, она является мерой земного притяжения. За единицу силы тяжести принята сила, сообщающая постоянной массе в 1 кг ускорение, равное 1 м/с^2. Этой единице присвоено специальное наименование — *ньютон* с обозначением Н.

Вес тела тоже векторная величина, представляющая 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 и динамометра.

Как было сказано выше, масса данного тела не зависит от пункта взвешивания; она постоянна на всех широтах и высотах над уровнем моря, поэтому масса может считаться характеристикой тела.

Вес же зависит от ускорения свободного падения в пункте измерения, поэтому он не может считаться характеристикой тела. Знание веса необходимо в тех случаях, когда требуется определить силу воздействия тела на его опору или на нить подвеса. Когда опора или подвес неподвижны

относительно Земли либо тело 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.

§ 1.5. Количество вещества, молярная масса, молярный объем

Количество вещества n — физическая величина, определяемая числом структурных частиц. Единицей количества вещества в СИ является моль. *Моль* — количество вещества, число структурных частиц которого равно числу атомов, содержащихся в углероде-12 массой 0,012 кг.

Молярная масса M — величина, равная отношению массы к количеству вещества:

$$M = m/n, \qquad (1.1)$$

где m — масса вещества; n — количество вещества.

Если массу m выразить в кг, а n — в молях, то единицей молярной массы будет кг/моль. Числовое значение молярной массы, выраженное в кг/моль, равно относительной молекулярной массе, деленной на 1000 ($M = M_r/1000$, где M_r — относительная молекулярная масса).

Таким образом, молярная масса вещества просто определяется по его относительной молекулярной массе. Значения молекулярных масс некоторых газов приведены в приложении 2.

Молярный объем V_m равен отношению объема, занимаемого веществом, к количеству вещества:

$$V_m = V/n, \qquad (1.2)$$

где V — объем вещества. Если V выразить в кубических метрах, а n — в молях, то единица молярного объема — кубический метр на моль ($м^3$/моль). Количество вещества определяется, как было сказано выше, числом его молекул (или других структурных частиц). Эту величину нельзя заменять величиной «масса». Например, нельзя употреблять выражение «количество воздуха равно 0,5 $м^3$» или «количество воды равно 25 кг», так как в первом случае речь идет об объеме, а во втором — о массе.

Контрольные вопросы

1. Что такое техническая термодинамика?
2. Чем была вызвана необходимость создания и дальнейшего развития технической термодинамики?
3. Что такое материя?
4. Что является условием существования материи?
5. Что такое сублимация?
6. Почему в качестве рабочих тел в термодинамике используются газы и пары?
7. Что такое молярная масса?

Глава 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 — величина, равная отношению его массы к объему. Плотность обычно обозначается греческой буквой ρ (ро). Если массу вещества обозначить через m, а его объем через V, то

$$\rho = m/V. \qquad (2.1)$$

Удельный объем вещества — величина, равная отношению объема к его массе; если удельный объем обозначить буквой v, то

$$v = V/m. \qquad (2.2)$$

Из уравнения (2.2) следует, что единицей плотности в СИ является килограмм на кубический метр (кг/м^3), а единицей удельного объема — кубический метр на килограмм (м^3/кг).

Сопоставляя уравнения (2.1) и (2.2), видим, что плотность и удельный объем — величины взаимообратные, так как

$$\rho v = 1. \qquad (2.3)$$

Известно, например, что масса воды объемом 1 м^3 при температуре 3,9 °С равна 1000 кг, поэтому плотность воды

при такой температуре равна 1000 кг/м³, а удельный объем 0,001 м³/кг.

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

В справочной литературе значения удельных объемов и плотностей даются обычно при так называемых нормальных физических условиях, под которыми имеются в виду: давление, равное 101 325 Па (760 мм рт. ст.), и температура 0° С. Параметры состояния в этих условиях обозначаются соответствующей буквой и индексом «н». Например, $v_н$, $\rho_н$ и т. д. В приложении 2 приводятся значения относительной молекулярной массы и плотности некоторых газов при нормальных физических условиях.

Пример 2.1. В пусковом баллоне дизеля вместимостью 0,3 м³ содержится воздух, плотность которого 2,86 кг/м³. Определить массу воздуха в баллоне.

Решение. Массу воздуха определим из уравнения (2.1):

$$m = \rho V = 2{,}86 \cdot 0{,}3 \text{ кг} \approx 0{,}86 \text{ кг}.$$

Задачи

2.1. В цилиндре при некоторых давлении и температуре содержится воздух объемом 0,6 м³ и массой 0,72 кг. Найти его плотность.

Ответ: 1,2 кг/м³.

2.2. Найти массу газа объемом 0,5 м³, если известно, что плотность его равна 1,05 кг/м³.

Ответ: 0,525 кг.

2.3. Найти объем газа, если масса его 3 кг, а плотность 0,95 кг/м³.

Ответ: 3,16 м³.

§ 2.2. Давление. Единица давления

Давление — величина, равная отношению силы, равномерно распределенной по нормальной к ней поверхности, к площади этой поверхности:

$$p = F/s, \tag{2.4}$$

где p — давление; F — сила, действующая на поверхность; s — площадь поверхности, нормальной (т. е. перпендикулярной) к силе.

Так как в СИ единица силы — ньютон (Н), а единица площади — квадратный метр ($м^2$), то единицей давления в СИ является ньютон на квадратный метр ($Н/м^2$). Эта единица получила специальное наименование *паскаль* (Па).

При решении технических задач часто применяют кратные единицы от паскаля: мегапаскаль (МПа), равный $1 \cdot 10^6$ Па, и килопаскаль (кПа), равный $1 \cdot 10^3$ Па.

До введения Международной системы единиц применялы единицы давления: килограмм-силу на квадратный сантиметр ($кгс/см^2$), миллиметр водяного столба (мм вод. ст.), миллиметр ртутного столба (мм рт. ст.) и др. Соотношения между этими единицами давления и универсальной единицей давления СИ — паскаль приведены в приложении 6.

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 котла изнутри.

Р е ш е н и е. Площадь днища коллектора котла

$$s = \pi d^2/4 = 0{,}785 d^2 = 0{,}795 \cdot 1{,}2^2 \text{ м}^2 = 1{,}13 \text{ м}^2.$$

Сила, действующая на днище коллектора котла изнутри [формула (2.4)]:

$$F = ps = 2{,}5 \cdot 10^6 \cdot 1{,}13 \text{ Н} = 2{,}83 \text{ МН}.$$

Пример 2.3. Выразить в единицах СИ давления 367,7 и 892,6 мм рт. ст. и 300 мм вод. ст.

Р е ш е н и е

1) 367,7 мм рт. ст. = $367{,}7 \cdot 133$ Па $\approx 48{,}9 \cdot 10^3$ Па $\approx 48{,}9$ кПа;
2) 892,6 мм рт. ст. = $892{,}6 \cdot 133$ Па ≈ 118 кПа $= 0{,}118$ МПа;
3) 300 мм вод. ст. = $300 \cdot 9{,}81$ Па $\approx 2{,}94$ кПа.

Задачи

2.4. В цилиндре дизеля при сгорании топлива давление увеличивается до 5,0 МПа. Найти силу, действующую при этом 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.

§ 2.3. Давление и разрежение

Допустим, что имеется сосуд, к которому присоединена U-образная трубка с какой-нибудь жидкостью (рис. 2.1). При открытом сосуде давление внутри него, очевидно, равно давлению окружающей среды (атмосферного воздуха) p_0 и в этом случае жидкость в обоих коленах U-образной

трубки по закону сообщающихся сосудов находится на одном уровне.

Если давление в сосуде увеличить, то часть жидкости из левого колена трубки будет вытеснена в правое, вследствие чего образуется разность уровней жидкости в обоих коленах. Теперь давление p в сосуде будет уравновешиваться давлением атмосферного воздуха (окружающей среды) p_0, измеряемым обычно барометром, и, кроме того, давлением,

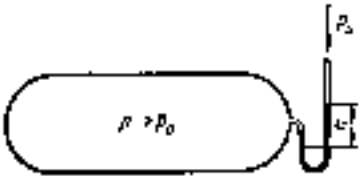


Рис. 2.1. Измерение избыточного давления U-образным манометром

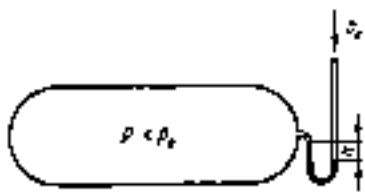


Рис. 2.2. Измерение разрежения U-образным вакуумметром

создаваемым столбом жидкости высотой h и называемым *избыточным* $p_и$. Таким образом,

$$p = p_и + p_0, \quad \text{откуда} \tag{2.5}$$

$$p_и = p - p_0. \tag{2.5а}$$

В термодинамических уравнениях всегда используют значения давления в сосуде, так как только оно является параметром, характеризующим состояние тела. Избыточное же давление не является параметром и может принимать для одного и того же состояния тела различные значения, зависящие от давления окружающей среды [см. формулу (2.5а)]. Избыточное давление измеряют специальными приборами — *манометрами*.

Вернемся к опыту с сосудом, но теперь понизим давление в нем так, чтобы оно стало меньше давления окружающей среды, т. е. атмосферного давления. Тогда часть жидкости из правого колена U-образной трубки переместится в левое (рис. 2.2). Теперь наружное давление p_0 будет уравновешиваться давлением внутри сосуда p и, кроме того, давлением $p_в$, создаваемым столбом жидкости высотой h.

Таким образом, получим

$$p_0 = p + p_в, \tag{2.6}$$

или

$$p_в = p_0 - p. \tag{2.6а}$$

где $p_в$ — разность давления окружающей среды и давления в сосуде, обычно измеряемая вакуумметром и называемая *разрежением*.

При неизменном давлении окружающей среды $p_а$ разрежение тем больше, чем меньше давление внутри сосуда p [формула (2.6а)].

Пример 2.4. Манометр, установленный на паровом котле, показывает давление 1,8 МПа. Найти давление пара в котле, если атмосферное давление 99 кПа (0,099 МПа).

Решение. По формуле (2.5): $p = p_и + p_а = (1,8 + 0,099) \approx 1,9$ МПа.

Пример 2.5. Вакуумметр показывает разрежение 80 кПа. Каково должно быть давление в сосуде, если атмосферное давление по барометру составляет 100 кПа?

Решение. Из формулы (2.6) имеем: $p = p_б - p_в = (100 - 80)$ кПа $= 20$ кПа.

Задачи

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

Ответ: 0,494 МПа.

2.7. Какое давление испытывает водолаз на глубине 30 м ниже уровня моря, если плотность морской воды равна 1060 кг/м³ а давление атмосферного воздуха ~0,1 МПа.

Ответ: 0,418 МПа.

2.8. Для определения уровня жидкого топлива в цистерне в нее помещен воздушный колокол К (рис. 2.3). Воздух в этом колоколе, сжимаясь столбом топлива H, передает давление манометру. Какова должна быть высота уровня топлива H в цистерне, если плотность топлива 880 кг/м³, а показание манометра B равно 13,3 кПа?

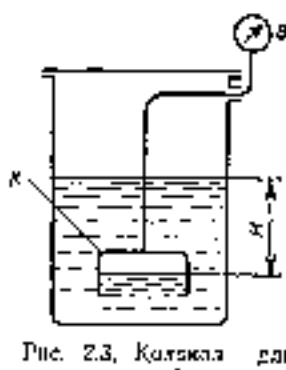


Рис. 2.3. Колокол для определения объема жидкости в закрытом сосуде

Ответ: 1540 мм.

2.9. Давление в конденсаторе паровой турбины 12 кПа. Давление атмосферного воздуха — 98,4 кПа. Чему равно разрежение в конденсаторе?

Ответ: 86,4 кПа.

2.10. Ртутный вакуумметр, присоединенный к конденсатору, показывает 620 мм рт. ст. Показание ртутного барометра — 770 мм рт. ст. Найти давление в конденсаторе.

Ответ: 19,95 кПа.

§ 2.4. Температура

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

До конца XVII в., когда еще не было известно постоянство температур таяния льда и кипения воды, было невозможно создать температурные шкалы, которые имели бы практическое значение.

Только после того, как английский естествоиспытатель Р. Гук (1636—1703) открыл постоянство температуры тающего льда, а выдающийся голландский механик, физик и математик Х. Гюйгенс (1629—1695) — постоянство температуры кипения воды, оказалось возможным создать шкалы с двумя реперными (опорными) точками: таяния льда и кипения воды.

Создателем первого термометра, годного для практического применения, был немецкий ученый Г. Фаренгейт (1686—1736), который за начало шкалы своего термометра (нижнюю ее точку) принял температуру таяния смеси, состоящей из нашатыря и тающего льда, взятых в одинаковых массах. Температура таяния льда на такой шкале оказалась равной 32°, а верхняя точка соответствовала температуре кипения воды при нормальном атмосферном давлении. Расстояние между этой температурой и температурой таяния льда он разделил на 180 частей и таким образом получил размер одного градуса, обозначаемого символом °F.

В 1723 г. французский физик Р. Реомюр (1683—1757) предложил шкалу, основанную на двух реперных точках, соответствующих температурам таяния льда и кипения воды при нормальном атмосферном давлении. Расстояние между этими двумя точками он разделил на 80 равных частей-градусов. Температуру в градусах Реомюра обозначают символом °R.

Несколько позже (в 1742 г.) шведский астроном А. Цельсий (1701—1744) предложил температурную шкалу с теми же реперными точками, на которых построена шкала Реомюра, но расстояние между ними он разделил на 100 одинаковых частей-градусов. Температуры в градусах Цельсия обо-

значают символом °С. Термометры Фаренгейта, Реомюра и Цельсия относятся к жидкостным термометрам, принцип действия которых основан на изменении объема рабочей (термометрической) жидкости с изменением ее температуры при постоянном давлении. Показания таких термометров не отличаются большой точностью, так как зависят от физических свойств применяемых в них термометрических жидкостей — спирта, ртути и др., а физические свойства этих жидкостей различны. Поэтому, если одна и та же температура измеряется двумя термометрами, из которых один ртутный, а другой спиртовый, то их показания точно не совпадут.

Точнее температуры определяются по газовым термометрам, принцип действия которых основан на расширении газов при постоянном давлении с повышением их температуры. Как известно, коэффициент объемного расширения идеального газа при постоянном давлении одинаков во всем интервале измеряемой температуры и равен 1/273,15. Это значит, что между термодинамической температурой и объемом идеального газа существует прямая пропорциональная зависимость, что облегчает градуировку шкал таких термометров. Кроме того, диапазон температур, которые могут быть измерены газовыми термометрами, больше, чем жидкостными.

Недостатками газовых термометров являются сложность их устройства, а также непригодность для измерения очень высоких температур и температур, близких к абсолютному нулю. Между тем развитие науки и техники идет таким путем, когда все больший интерес представляют именно очень низкие температуры, измеряемые долями градуса, и очень высокие температуры, измеряемые тысячами и даже десятками тысяч градусов. Для измерения высоких температур используются специальные термометрические устройства, например оптические пирометры, принцип действия которых основан на излучении нагретым телом электромагнитных (световых) волн.

В настоящее время принята в качестве основной термодинамическая температурная шкала. Она построена по единственной реперной точке — температуре тройной точки воды, т. е. когда находятся в равновесии три фазы воды: лед, жидкость и пар. Нижней границей шкалы является температура абсолютного нуля (практически недостижимая), когда прекращается тепловое движение молекул (рис. 2.4).

Единица температур по термодинамической температурной шкале получила название кельвин (К) по имени англий-

ского ученого Томсона (лорда Кельвина), предложившего отсчитывать температуру от абсолютного нуля. Тройной точке воды присвоена температура 273,15 К. Единица температуры — кельвин — равен 1/273,16 температуры тройной точки воды. Эта тройная точка находится на 0,01° С выше точки плавления льда. В практических условиях наряду с основной термодинамической шкалой используется принятая в 1968 г. легко воспроизводимая Международная практическая температурная шкала (МПТШ-68) с единицей градус Цельсия (°С). Эта шкала строится по 11 реперным точкам, выбранным так, чтобы температуры по этой шкале были близки по значению к термодинамическим температурам и разность между ними оставалась в пределах современной точности измерений. Таким образом, температуры по основной, термодинамической шкале и по шкале МПТШ-68 получаются практически одинаковыми.

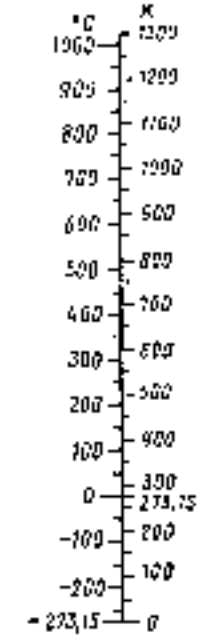


Рис. 2.4. Сопоставление температурных шкал Цельсия и термодинамической

Единицами температур по обеим этим шкалам могут быть и кельвин, и градус Цельсия в зависимости от начала отсчета. Если за начало отсчета принят абсолютный нуль, то температуры выражаются в кельвинах, а если отсчет температур ведется от температуры плавления льда (273,15 К), то температуры определяются в градусах Цельсия. Соотношение между этими температурами определяется по следующему уравнению:

$$T = t + 273{,}15. \qquad (2.7)$$

Здесь T — температура по термодинамической шкале, К; t — температура по шкале Цельсия, °С.

В дальнейшем, где не будет специальной оговорки, соотношения между этими температурами будут определяться по уравнению

$$T = t + 273. \qquad (2.8)$$

Разность температур может быть выражена в кельвинах или в градусах Цельсия, что одно и то же, так как для разности температур 1 К = 1 °С.

Термодинамическая температурная шкала имеет большие преимущества по сравнению с другими температурными шкалами. Во-первых, значения температур по этой шкале не зависят от физических свойств термометрических тел, поэтому такие температуры всегда однозначны. Во-вторых, термодинамическая температурная шкала строится только по одной реперной точке — температуре тройной точки воды, а эта температура может быть воспроизведена со значительно большей точностью, чем температура плавления льда (с погрешностью, не превышающей 0,0001 °С). В-третьих, все температуры по этой шкале — величины положительные, что упрощает расчеты, связанные с температурами.

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?

Глава 3

ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

§ 3.1. Идеальные газы

Идеальными называются газы, строго подчиняющиеся 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.

В курсе физики идеальный газ рассматривается как вещество, у которого отсутствуют силы взаимодействия между его частицами, а сами частицы не имеют объема, хотя они и материальны.

Когда во второй половине XVII в. англичанин Бойль (1662) и француз Мариотт (1676) производили свои опыты с газами, приведшие к независимому друг от друга открытию закона, названного их именами, они считали, что этому закону подчиняются реально существующие газы. Французы Шарль (1737) и Гей-Люссак (1802), открывшие еще два очень важных закона для газов, названные их именами, также считали, что реальные газы подчиняются этим законам.

Однако впоследствии, когда в распоряжении ученых оказались более совершенные приборы, чем те, которыми пользовались Бойль, Мариотт, Шарль и Гей-Люссак, было установлено, что реальные газы не совсем точно следуют законам идеальных газов. Различие в свойствах идеальных и реальных газов может быть больше или меньше в зависимости от условий, в которых находится реальный газ. Например, при тех относительно низких давлениях и относительно высоких температурах, в пределах которых протекает работа двигателей внутреннего сгорания, газовых турбин и компрессоров, это различие в свойствах реальных газов (рабочих тел) и идеальных газов настолько мало, что не имеет практического значения и в термодинамических расчетах обычно во внимание не принимается. Поэтому рабочие тела, находящиеся в таких условиях, рассматриваются в термодинамике как идеальные газы. В других условиях (при высоких давлениях и низких температурах) эти же реальные газы по своим свойствам значительно отличаются от идеальных газов и поэтому не могут рассматриваться как идеальные. Таким образом, один и тот же газ в зависимости от условий, в которых он находится, может рассматриваться как идеальный или как реальный.

§ 3.2. Законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака и Шарля

Закон Бойля—Мариотта устанавливает зависимость удельного объема идеального газа от его давления при постоянной температуре: *при постоянной температуре удельные объемы газа обратно пропорциональны его давлениям.*

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

$$v_2/v_1 = p_1/p_2 \text{ (при } T = \text{const)}, \tag{3.1}$$

откуда

$$p_1 v_1 = p_2 v_2, \tag{3.1а}$$

или $\boxed{pv = \text{const}}$ (при $T = \text{const}$). (3.1б)

Закон Гей-Люссака устанавливает зависимость удельного объема идеального газа от его температуры при по-

стоянном давлении: при постоянном давлении удельные объемы идеального газа прямо пропорциональны его абсолютным температурам:

$$v_2/v_1 = T_2/T_1 \quad (\text{при } p = \text{const}), \tag{3.2}$$

где v_1 и v_2 — удельные объемы газа в начальном и конечном состояниях; T_1 и T_2 — соответствующие им абсолютные температуры.

Поменяв в формуле (3.2) местами средние члены пропорции, получим

$$v_2/T_2 = v_1/T_1, \tag{3.2а}$$

$$\text{или } \boxed{v/T = \text{const}} \quad (\text{при } p = \text{const}). \tag{3.2б}$$

Закон Шарля устанавливает зависимость давления идеального газа от его температуры при постоянном удельном объеме: *при постоянном удельном объеме абсолютные давления идеального газа прямо пропорциональны его абсолютным температурам*:

$$p_2/p_1 = T_2/T_1 \quad (\text{при } v = \text{const}). \tag{3.3}$$

Поменяв местами средние члены пропорции, получим

$$p_2/T_2 = p_1/T_1 \tag{3.3а}$$

$$\text{или } \boxed{p/T = \text{const}} \quad (\text{при } v = \text{const}). \tag{3.3б}$$

§ 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 и T при условии, что значение третьего параметра остается неизменным. Уравнение состояния устанавливает связь между тремя основными параметрами p, v и T идеального газа.

Допустим, что идеальный газ, заключенный в цилиндре с поршнем, имеет параметры p_1, v_1 и T_1 (положение *1* на рис. 3.1). Если уменьшить давление газа в цилиндре и подвести к нему некоторое количество теплоты, то газ перейдет в новое состояние, в котором параметры примут значения p_2, v_2 и T_2 (положение *2* на рис. 3.1).

Установим связь между начальными и конечными параметрами идеального газа. Для этого переход из состояния *1* в состояние *2* совершим двумя последовательными операциями. Сначала уменьшим давление газа от p_1 до p_x, поддержи-

вая температуру T_1 постоянной путем подвода теплоты к газу. Таким образом, газ окажется в некотором промежуточном состоянии *3* с параметрами p_3, v_3 и T_1. Затем будем подогревать газ так, чтобы он продолжал расширяться, сохраняя давление неизменным, а температура его при этом повысится до T_2 (положение *2* на рис. 3.1). Сопоставим эти три состояния газа: *1*, *2* и *3*. Так как в состояниях *1* и *3* температуры одинаковы, то между удельными объемами и давлениями газа в этих состояниях должна существовать связь по закону Бойля — Мариотта:

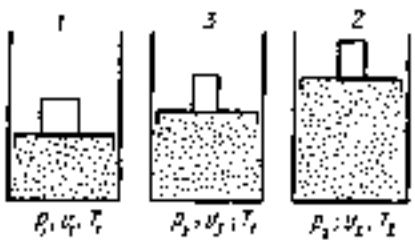


Рис. 3.1. К выводу уравнения состояния

$$v_3/v_1 = p_1/p_3,$$

откуда

$$v_3 = p_1 v_1/p_3. \quad \text{(а)}$$

Так как в состояниях *3* и *2* давления одинаковы, то по закону Гей-Люссака

$$v_3/v_2 = T_1/T_2,$$

откуда

$$v_3 = v_2 T_1/T_2. \quad (б)$$

В уравнениях (а) и (б) левые части равны, поэтому равны и правые, т. е.

$$p_1 v_1/p_3 = v_2 T_1/T_2.$$

Поменяв местами T_1 и p_3, получим

$$p_1 v_1/T_1 = p_2 v_2/T_2. \quad (3.4)$$

Начальное и конечное состояния газа *1* и *2* были выбраны произвольно, поэтому отношения произведений давления на удельный объем к термодинамической температуре в любом состоянии данного идеального газа равны между собой:

$$pv/T = \text{const}. \quad (3.5)$$

Эту постоянную величину называют *удельной газовой постоянной*. Обозначив ее буквой R_0, получим

$$pv/T = R_0, \quad (3.5а)$$

или

$$\boxed{pv = R_0 T.} \quad (3.6)$$

Уравнение (3.6) называется *уравнением состояния идеального газа*. Оно связывает три основных параметра идеального газа p, v и T. По известным значениям любых двух из них можно определить значение третьего параметра.

Уравнение состояния называется также *уравнением Клапейрона* (по фамилии русского физика, установившего эту зависимость).

Умножим обе части уравнения (3.6) на m — массу газа:

$$pvm = R_0 Tm.$$

В соответствии с уравнением (2.2) произведение удельного объема v на массу m равно объему V. Следовательно,

$$pV = mR_0T. \qquad (3.7)$$

Удельная газовая постоянная R_0 в СИ имеет единицу джоуль на килограмм на кельвин — Дж/(кг·К).

Равенство (3.7) — другая форма уравнения состояния идеального газа любой массы (m кг).

§ 3.4. Закон Авогадро

Закон Авогадро (1802) 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 из уравнения (1.2) следует, что *молярный объем любого идеального газа при одинаковых давлении и температуре один и тот же.*

Практически этот вывод можно распространить и на реальные газы при относительно невысоких давлениях и относительно высоких температурах.

На основании научных исследований значение молярного объема идеальных газов при нормальных физических условиях ($t = 0°$ С и $p = 101\,325$ Па) принято равным $V_{m.к} = 22{,}4136 \cdot 10^{-3}$ м³/моль (приближенно 22,4 м³/кмоль).*

* В действительности молярные объемы реальных газов при нормальных физических условиях несколько отличаются от приведенного здесь значения этого объема.

В дальнейшем везде, где не будет требоваться большая точность, будем пользоваться приближенным значением молярного объема не только для идеальных, но и для реальных газов при нормальных физических условиях равным 22,4 м³/кмоль.

По известному значению молярной массы идеального газа M с использованием формул (2.1) и (2.2) можно определить его удельный объем $v_н$ и плотность $\rho_н$ при нормальных физических условиях:

$$v_н = 22{,}4 \cdot 10^{-3} \quad M; \tag{3.8}$$

$$\rho_н = M/(22{,}4 \cdot 10^{-3}). \tag{3.9}$$

Например, относительная молекулярная масса водорода M_r равна 2,016 (см. приложение 2), поэтому его молярная масса $M = 2{,}016$ кг/кмоль, а при этом $v_н = 22{,}4/2{,}016 = 11{,}1$ м³/кг и $\rho = 2{,}016/22{,}4 \approx 0{,}09$ кг/м³.

Относительная молекулярная масса окиси углерода $M_r = 12{,}01 + 16 = 28{,}01$. Поэтому $M = 28{,}01$ кг/кмоль, $v_н = 22{,}4/28{,}01 \approx 0{,}8$ м³/кг и $\rho_н = 1/0{,}8 = 1{,}25$ кг/м³.

Если известны молярная масса и количество вещества, то масса газа может быть определена по уравнению (1.1).

§ 3.6. Уравнение Менделеева

Умножим обе части уравнения состояния идеального газа (3.6) на молярную массу M:

$$pvM = MR_0T. \tag{3.10}$$

После подстановки $vM = V_m$ [в соответствии с (2.2)] получим

$$pV_m = MR_0T \tag{а}$$

или

$$MR_0 = pV_m/T. \tag{б}$$

Правая часть этого 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 давлении и температуре один и тот же.

Из этого следует, что и левая часть уравнения (б) является одинаковой для всех идеальных газов, поэтому она называется *универсальной* или молярной, *газовой постоянной* и обозначается R:

$$MR_0 = R. \tag{в}$$

Имея это в виду, уравнение (а) можно написать в таком виде:

$$\boxed{pV_m = RT.} \qquad (3.11)$$

Уравнение состояния идеального газа (3.11) впервые было выведено Д. И. Менделеевым для количества вещества 1 моль и называется *уравнением Менделеева* или *Клапейрона—Менделеева*.

Вычислим значение универсальной газовой постоянной R. Для этого, подставив в уравнение (а) значения $T = 273{,}15$ К, $p = 101325$ Па и соответствующее значение $V_m = 22{,}4136$ м³/моль, получим

$$R = pV_m/T = 101\,325 \cdot 22{,}4136 \cdot 10^{-3}/273{,}15 \text{ Дж/(моль·К)} = 8{,}3 \text{ Дж/(моль·К)}.$$

Теперь уравнение Менделеева можно написать в следующем расчетном виде:

$$\boxed{pV_m = 8{,}3T.} \qquad (3.12)$$

Из уравнения (б) получаем уравнение для определения удельной газовой постоянной R_0:

$$\boxed{R_0 = 8{,}3/M.} \qquad (3.13)$$

Уравнение (3.13) очень удобно для вычисления удельной газовой постоянной, так как для этого нужно знать только значение молярной массы (в кг/моль), числовое значение которой, как уже говорилось, равно относительной молекулярной массе M_r.

Значения M_r приводятся, в частности, в приложении 2 для относительных молекулярных масс.

Для примера найдем удельную газовую постоянную углекислого газа CO_2. Так как относительная молекулярная масса этого газа $M_r = 44{,}01$ (см. приложение 2), то молярная масса его $M = 44{,}01 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, а удельная газовая постоянная $R_0 = R/M = 8{,}3/(44{,}01 \cdot 10^{-3}) = 188{,}9$ Дж/(кг·К).

Однако обычно значения удельной газовой постоянной не вычисляют, а берут из таблиц (см., например, таблицу, приведенную в приложении 3).

Пользуясь уравнением (3.12), можно определить молярный объем идеального газа при любых давлениях и температурах.

Вычислим для примера молярный объем идеального газа при $p = 0{,}1$ МПа и $t = 15°$ С ($T = 288$ К):

$$V_m = 8{,}3T/p = 8{,}3 \cdot 288/(0{,}1 \cdot 10^6)\ \text{м}^3/\text{моль} = 0{,}024\ \text{м}^3/\text{моль}.$$

В этом уравнении в знаменатель введен множитель 10^6 для того, чтобы давление, заданное в МПа, перевести в Па.

Умножив обе части уравнения (3.11) на n — количество вещества, получим

$$pV_m n = nRT,$$

или

$$\boxed{pV = nRT.} \qquad (3.14)$$

Уравнение (3.14) — другая форма уравнения Менделеева.

Пример 3.1. В баллоне содержится кислород массой 2 кг при давлении 8,3 МПа и температуре 15° С. Вычислить вместимость баллона.

Р е ш е н и е. Из уравнения состояния (3.7) получаем $V = mR_0T/p = 2 \cdot 259{,}8\ (15 + 273)/(8{,}3 \cdot 10^6)\ \text{м}^3 = 0{,}018\ \text{м}^3 = 18$ л (здесь значение R_0 взято из приложения 3).

Пример 3.2. Резервуар вместимостью 4 м³ заполнен углекислым газом. Найти массу газа и его вес, если избыточное давление в резервуаре 40 кПа, температура 20° С, а барометрическое давление 102,4 кПа.

Р е ш е н и е. 1. Давление газа

$$p = p_м + p_б = (40 + 102{,}4)\ \text{кПа} = 142{,}4\ \text{кПа}.$$

Из уравнения состояния (3.7) получаем: масса газа

$$m = pV/(R_0T) = 142{,}4 \cdot 10^3 \cdot 4/[188{,}9\ (273 + 20)]\ \text{кг} = 8{,}54\ \text{кг}$$

(здесь значение $R_0 = 188{,}9$ Дж/(кг·К) взято из приложения 3).

2. Вес газа $G = mg = 8{,}54 \cdot 9{,}81$ Н $= 83{,}8$ Н.

Задачи

3.1. Для автогенной сварки привезен баллон кислорода вместимостью 100 л. Найти массу кислорода, если его давление 10,8 МПа при температуре 17° С. Наружное давление 100 кПа.

Ответ: 14,45 кг.

3.2. В баллоне вместимостью 100 л содержится кислород массой 117 кг при температуре 20° С. Определить давление кислорода в баллоне, если масса порожнего баллона 102 кг.

Ответ: 11,43 МПа.

3.3. Давление кислорода в баллоне вместимостью 100 л равно 883 кПа при температуре 20° С. Определить массу кислорода, кото-

рый нужно подкачать в баллон, чтобы повысить давление в нем до 10,2 МПа при температуре 70° 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° С, давление воздуха в баллоне до пуска в ход дизеля 2,26 МПа, после пуска 1,66 МПа.

Ответ: 0,95 кг.

3.5. По трубопроводу проходит кислород при температуре 127° С и давлении по манометру 294 кПа. Найти массовый расход кислорода, если объемный расход его составляет 10 м³/мин.

Ответ: 28,3 кг/мин.

3.6. Найти объем 1 кмоль газа при давлении 0,6 МПа и температуре 30° С.

Ответ: 5,04 м³.

3.7. Найти при нормальных условиях (т. е. при давлении 101 325 Па и температуре 0° С) плотность кислорода, азота и аммиака.

Ответ: $\rho_{O_2} = 1,429$ кг/м³; $\rho_{N_2} = 1,251$ кг/м³; $\rho_{NH_3} = 0,760$ кг/м³.

Контрольные вопросы

1. С какой целью в термодинамику введено понятие об идеальном газе?
2. Какими важными свойствами обладает молярный объем любого идеального газа?
3. Почему молярная газовая постоянная R называется также универсальной газовой постоянной?
4. Как, используя приложение 2, определить действительное значение молярного объема кислорода при нормальных физических условиях?

Глава 4

СМЕСИ ЖИДКОСТЕЙ, ГАЗОВ И ПАРОВ. ГАЗОВЫЕ СМЕСИ

§ 4.1. Чистые вещества и смеси

В термодинамике часто используются понятия ч и с т о е в е щ е с т в о, все молекулы которого одинаковы, и с м е с и, состоящие из нескольких чистых веществ, называемых *компонентами* смеси.

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

Значительный интерес в термодинамике и теплотехнике 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, 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. Газовыми смесями являются и продукты сгорания топлива в топочных устройствах паровых и водогрейных котлов, в двигателях внутреннего сгорания и газовых турбинах. В эти смеси входят, в частности, азот, углекислый газ, сернистый газ, пары воды и кислород.

§ 4.2. Состав смесей жидкостей, газов и паров

Состав смесей жидкостей, газов и паров выражают массовыми или молярными долями, а газовой смеси — также объемными долями компонентов смеси.

Массовой долей компонента смеси называют *величину, равную отношению массы данного компонента к массе всей смеси.*

Если смесь состоит из нескольких, например из n, компонентов, то

$$\omega_1 = m_1/m; \quad \omega_2 = m_2/m;$$
$$\omega_3 = m_3/m; \quad \ldots; \quad \omega_n = m_n/m, \tag{4.1}$$

где ω_1, ω_2, ω_3, ..., ω_n — массовые доли компонентов смеси; m_1, m_2, m_3, ..., m_n — массы компонентов смеси; m — масса смеси.

Сумма всех масс компонентов, составляющих смесь, равна массе смеси:

$$m_1 + m_2 + m_3 + \ldots + m_n = m. \tag{4.1а}$$

Разделив обе части этого уравнения на m, получим

$$m_1/m + m_2/m + m_3/m + \ldots + m_n/m = 1. \tag{4.1б}$$

Каждая дробь левой части этого уравнения является массовой долей соответствующего компонента.

Следовательно,

$$\boxed{\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 + \ldots + \omega_n = 1,} \tag{4.2}$$

т. е. *сумма всех массовых долей компонентов, составляющих смесь, равна единице.*

Уравнение (4.2) часто применяют в качестве контрольного уравнения.

Допустим, что смесь состоит из азота массой 10 кг, кислорода массой 4 кг и водяного пара массой 6 кг. Для такой смеси $m = m_1 + m_2 + m_3 = (10 + 4 + 6)$ кг $= 20$ кг.

(Здесь индексами 1, 2 и 3 обозначены соответственно компоненты: азот, кислород и водяной пар.)

Массовые доли каждого из этих компонентов:

азота

$$\omega_1 = m_1/m = 10/20 = 0{,}50;$$

кислорода

$$\omega_2 = m_2/m = 4/20 = 0{,}20;$$

водяного пара

$$\omega_3 = m_3/m = 6/20 = 0{,}30.$$

Проверим правильность произведенных вычислений с помощью контрольного уравнения (4.2):

$$\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 0{,}50 + 0{,}20 + 0{,}30 = 1.$$

Молярной долей компонента называют *величину, равную отношению количества вещества компонента к количеству вещества смеси.*

Для смеси, состоящей из n компонентов:

$$x_1 = n_1/n;\ x_2 = n_2/n;\ x_3 = n_3/n;\ \ldots;\ x_n = n_n/n, \qquad (4.3)$$

где x_1, x_2, x_3, ..., x_n — молярные доли компонентов смеси; n_1, n_2, n_3, ..., n_n — количества вещества компонентов смеси.

Очевидно, что количество вещества смеси равно сумме количеств веществ всех компонентов, составляющих смесь:

$$n_1 + n_2 + n_3 + \ldots + n_n = n. \qquad (4.3а)$$

Разделим обе части этого уравнения на n, получим

$$n_1/n + n_2/n + n_3/n + \ldots + n_n/n = 1. \qquad (4.3б)$$

Каждая дробь левой части этого уравнения является молярной долей соответствующего компонента. Следовательно, контрольное уравнение можно написать в таком виде:

$$\boxed{x_1 + x_2 + x_3 + \ldots + x_n = 1,} \qquad (4.4)$$

т. е. *сумма всех молярных долей компонентов, составляющих смесь, равна единице.*

Для решения задач на смеси нередко требуется при задании смеси массовыми долями определять молярный со-

стичее, а при задании смеси молярными долями — массовый состав.

Выведем соотношение между массовыми и молярными долями компонентов смеси. Для этого почленно разделим уравнение (4.1) на уравнение (4.3) для любого, например первого, компонента:

$$\omega_1/x_1 = (m_1/m) : (n_1/n) = (m_1/n_1) : (m/n). \qquad \text{(а)}$$

Используя уравнение (1.1), записываем для первого компонента и для смеси $m_1/n_1 = M_1$ и $m/n = M$. Разделив первое из этих уравнений на второе и имея в виду уравнение (а), получим

$$\omega_1/x_1 = M_1/M,$$

откуда имеем

$$\omega_1 = x_1 M_1/M, \qquad (4.5)$$

$$x_1 = \omega_1 M/M_1, \qquad (4.5а)$$

где ω_1 и x_1 — массовая и молярная доли первого компонента смеси; M_1 и M — молярные массы первого компонента и смеси.

Последние два уравнения (4.5) и (4.5а) позволяют по известным молярным долям компонентов смеси находить их массовые доли и, наоборот, по известным массовым долям — их молярные доли при условии предварительного вычисления значения молярной массы смеси M.

Формулы для определения молярной массы смеси — основной характеристики смеси — выводятся следующим образом.

При задании смеси молярными долями. В уравнение (4.1а) подставляются вместо масс их значения из формулы (1.1):

$$m_1 = M_1 n_1;\ m_2 = M_2 n_2,\ \ldots;\ m_n = M_n n_n.$$

После подстановки получаем

$$M_1 n_1 + M_2 n_2 + \ldots + M_n n_n = Mn,$$

откуда молярная масса смеси

$$M = M_1 n_1/n + M_2 n_2/n + \ldots + M_n n_n/n.$$

Используя соотношения (4.3), получаем окончательное расчетное уравнение для молярной массы смеси

$$\boxed{M = M_1 x_1 + M_2 x_2 + \ldots + M_n x_n,} \qquad (4.6)$$

т. е. молярная масса смеси равна сумме произведений молярных масс компонентов на их молярные доли.

При задании смеси массовыми долями. В уравнение (4.3а) подставляются вместо количеств веществ их значения из формулы (1.1):

$$n_1 = m_1/M_1;\ n_2 = m_2/M_2;\ \ldots;\ n_n = m_n/M_n.$$

После подстановки получаем

$$m_1/M_1 + m_2/M_2 + \ldots + m_n/M_n = m/M,$$

откуда молярная масса смеси

$$M = m/(m_1/M_1 + m_2/M_2 + \ldots + m_n/M_n).$$

Делим числитель и знаменатель дроби в правой части этого уравнения на m:

$$M = 1/[m_1/(M_1 m) + m_2/(M_2 m) + \ldots + m_n/(M_n m)].$$

В результате использования уравнения (4.1) получаем окончательное расчетное уравнение для молярной массы смеси

$$M = 1/(\omega_1/M_1 + \omega_2/M_2 + \ldots + \omega_n/M_n), \qquad (4.7)$$

т. е. *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 идеальный газ. Такое допущение дает возможность при расчетах газовых смесей пользоваться законами идеальных газов, в частности законом Дальтона, который лежит в основе изучения газовых смесей.

Английский химик Дальтон сформулировал в 1809 г. следующий закон для смеси идеальных газов: *каждый из компонентов газовой смеси распространен во всем пространстве, занимаемом газовой смесью при давлении, какое он развивал бы, занимая все пространство при температуре смеси.* Такое *давление называется парциальным. Давление газовой смеси* p *равно сумме парциальных давлений ее компонентов:*

$$\boxed{p = p_1 + p_2 + p_3 + \ldots + p_n,} \qquad (4.8)$$

где p_1, p_2, p_3, ..., p_n — парциальные давления отдельных компонентов смеси.

Поясним этот закон на таком примере. Допустим, что в баллоне находится атмосферный воздух под давлением 1 МПа и опытным путем нужно найти парциальное давление азота, находящегося в этом воздухе. Для этого удалим из баллона кислород (например, с помощью какого-нибудь поглотителя этого газа), после чего в сосуде останется только азот (если пренебречь незначительным содержанием других газов в воздухе), давление которого окажется равным 0,8 МПа; это давление и будет парциальным давлением азота. Удалив из баллона вместо кислорода азот, можно обнаружить, что парциальное давление кислорода 0,2 МПа. Для этого примера, очевидно, справедливо равенство

$$p_в = p_{N_2} + p_{O_2} = (0{,}8 \cdot 10^6 + 0{,}2 \cdot 10^6)\ \text{Па} = 1 \cdot 10^6\ \text{Па} = 1\ \text{МПа}.$$

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

1) каждый газ, входящий в газовую смесь, имеет температуру, равную температуре 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.

Напишем уравнение Менделеева для какого-нибудь одного, например для первого, компонента газовой смеси и для всей смеси:

$$p_1 V = n_1 RT; \qquad (а)$$

$$pV = nRT. \qquad (б)$$

Разделив почленно уравнение (а) на уравнение (б), получим

$$p_1/p = n_1/n = x_1 \qquad (4.9)$$

или

$$\boxed{p_1 = x_1 p.} \qquad (4.9)$$

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

Формулы (4.1)—(4.7) действительны не только для смесей жидкостей, газов и паров, но и для любой газовой смеси, в частности для смеси идеальных газов.

Для газовой смеси, рассматриваемой как идеальный газ, применимы уравнения состояния Клапейрона (3.6) и (3.7) и Менделеева (3.11), (3.12), (3.14). Значение удельной газовой постоянной смеси R можно определить из уравнения (3.13).

Пример 4.1. Сухие продукты сгорания нефти массой 1 кг имеют следующий состав: $m_{CO_2} = 3{,}20$ кг, $m_{CO} = 1{,}01$ кг, $m_{O_2} = 1{,}33$ кг и $m_{N_2} = 17{,}40$ кг.

Найти массовые компоненты газов, составляющих эту смесь, молярную массу и удельную газовую постоянную смеси.

Решение 1. Предварительно находим массу газовой смеси по уравнению

$$m = m_{CO_2} + m_{CO} + m_{O_2} + m_{N_2} = (3{,}20 + 1{,}01 + 1{,}33 + 17{,}40)\ \text{кг} = 22{,}94\ \text{кг}.$$

Вычисляем массовые доли компонентов:

$$\omega_{CO_2} = m_{CO_2}/m = 3{,}20/22{,}94 = 0{,}140;$$
$$\omega_{CO} = 1{,}01/22{,}94 = 0{,}044;$$
$$\omega_{O_2} = 1{,}33/22{,}94 = 0{,}058;$$
$$\omega_{N_2} = 17{,}40/22{,}94 = 0{,}758.$$

Проверяем произведенные вычисления по контрольному уравнению (4.2):

$$\omega_{CO_2} + \omega_{CO} + \omega_{O_2} + \omega_{N_2} = 0{,}140 + 0{,}044 + 0{,}058 + 0{,}758 = 1{,}000.$$

Сумма массовых долей равна единице, значит вычисления произведены правильно.

2. Пользуясь приложением 2, находим значения молярных масс компонентов:

$$M_{CO_2} = 44{,}01 \cdot 10^{-3}\ \text{кг/моль};\ M_{CO} = 28{,}01 \cdot 10^{-3}\ \text{кг/моль};$$
$$M_{O_2} = 32 \cdot 10^{-3}\ \text{кг/моль};\ M_{N_2} = 28{,}01 \cdot 10^{-3}\ \text{кг/моль}.$$

Пользуясь уравнением (4.7), определяем молярную массу смеси:

$$M = \frac{1}{\omega_{CO_2}/M_{CO_2} + \omega_{CO}/M_{CO} + \omega_{O_2}/M_{O_2} + \omega_{N_2}/M_{N_2}} =$$

$$= \frac{1}{0{,}140/(44{,}01\cdot10^{-3}) + 0{,}044/(28{,}01\cdot10^{-3}) + 0{,}058/(32\cdot10^{-3}) + 0{,}758/(28{,}01\cdot10^{-3})} =$$

$$= 28{,}91\cdot10^{-3} \text{ кг/моль}.$$

3. Определяем удельную газовую постоянную смеси $R_0 = 8{,}3/(28{,}91\cdot10^{-3})$ Дж/(кг·К) = 287,1 Дж/(кг·К).

Задачи

4.1. Найти относительную молекулярную массу смеси, состоящей из 5 кг CO_2 и 3 кг O_2.

Ответ: 38,61.

4.2. Имеется смесь, состоящая из углекислого газа массой 6 кг и азота массой 2 кг. Найти массовые доли компонентов смеси.

Ответ: $m_{CO_2} = 75\%$; $m_{N_2} = 25\%$.

4.3. Газовая смесь состоит из углекислого газа, азота и кислорода, массы которых соответственно равны 2 кг, 1 кг и 0,5 кг. Найти плотность и объем смеси при температуре 27° С и давлении 147 кПа.

Ответ: $\rho = 2{,}13$ кг/м³; $V = 1{,}64$ м³.

4.4. Найти удельную газовую постоянную смеси газов, состоящей из 6,67% H_2 и 93,33% CO, а также удельный объем этой смеси при давлении 100 кПа и температуре 0° С.

Ответ: $R_0 = 553{,}3$ Дж/(кг·К); $v = 1{,}51$ м³/кг.

4.5. До какого давления нужно сжать смесь массой 8 кг, состоящую из 18% CO_2, 12% O_2 и 70% N_2, чтобы при температуре 180° С она занимала объем 4 м³?

Ответ: 247,4 кПа.

§ 4.4. Объемные доли газовой смеси

Объемной долей компонента газовой смеси называется отношение приведенного объема компонента к объему всей смеси. Выясним, что называется приведенным объемом компонента.

Пусть в баллоне, разделенном перегородкой на две не сообщающиеся между собой части, содержатся два газа *1* и *2* (рис. 4.1, *а*). Пусть давление и термодинамические температуры этих газов будут одинаковы и равны соответственно p и T.

Если перегородку убрать, то оба газа через некоторое время перемещаются (путем диффузии) и образуется газовая смесь (рис. 4.1, *б*). При отсутствии теплообмена с внешней средой температура образовавшейся газовой смеси T будет равна температуре газов до перемешивания. После смешения каждый газ распространится по всему объему смеси V и давления газов *1* и *2* уменьшатся до значений парциальных давлений p_1 и p_2.

Если же давления компонентов привести к давлению смеси (оставив постоянной их температуру), то объемы компонентов уменьшатся до так называемых приведенных объемов. Следовательно, *приведенным объемом называется объем компонента смеси при температуре и давлении смеси.*

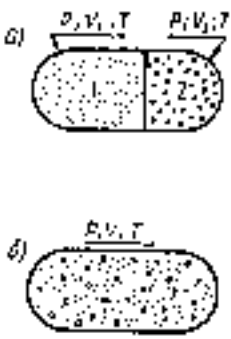


Рис. 4.1. Приведенные объемы газовой смеси

Очевидно, что в нашем примере приведенными объемами газов *1* и *2* являются их объемы до смешения V_1 и V_2 (рис. 4.1, *а*). 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 x:

$$x_1 = V_1/V;\ x_2 = V_2/V;\ \ldots;\ x_n = V_n/V. \qquad (4.10)$$

Контрольное уравнение:

$$x_1 + x_2 + \ldots + x_n = 1, \qquad (4.11)$$

Запишем уравнение Менделеева (3.14) для компонента смеси идеальных газов (например, для первого) при давлении смеси p и для всей смеси в целом:

$$pV_1 = n_1RT; \qquad (а)$$

$$pV = nRT. \qquad (б)$$

Разделив уравнение (а) на уравнение (б), получим после сокращения

$$V_i/V = n_i/n = x_i, \qquad (4.12)$$

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

В силу этого в настоящее время предпочитают выражать смеси не объемными, а массовыми или молярными долями, поскольку в этом случае можно пользоваться более простыми расчетными формулами.

Пример 4.2. Найти удельную газовую постоянную смеси, состоящей из азота с приведенным объемом 0,4 м³ и кислорода с приведенным объемом 0,2 м³.

Решение. Общий объем смеси

$$V = V_{N_2} + V_{O_2} = (0,4 + 0,2)\ м^3 = 0,6\ м^3.$$

Объемные (или молярные) доли компонентов:
$x_{O_2} = V_{O_2}/V = 0,2/0,6 = 0,333$; $x_{N_2} = V_{N_2}/V = 0,4/0,6 = 0,667$.

Контрольное уравнение:

$$x_{O_2} + x_{N_2} = 0,333 + 0,667 = 1.$$

Молярная масса смеси

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

Удельная газовая постоянная смеси

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

Пример 4.3. Найти для условий предыдущего примера парциальные давления азота и кислорода газовой смеси. Давление смеси равно 0,1 МПа.

Решение. Парциальные давления компонентов:

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

Контрольное уравнение:

$$p = p_{O_2} + p_{N_2} = (33,3 + 66,7)\ кПа = 100\ кПа = 0,1\ МПа.$$

Пример 4.4. Продукты сгорания топлива массой 1 кг имеют следующий состав (в моль): n_{H_2O} (пары воды) = 60,3; n_{CO_2} = 73,9; n_{O_2} = 123,2; n_{N_2} = 849,5. Найти молярную массу и массу смеси.

Решение. 1. Количество вещества продуктов сгорания

$$n = n_{H_2O} + n_{CO_2} + n_{O_2} + n_{N_2} = (60,3 + 73,9 + 123,2 + 849,5)\ моль = 1106,9\ моль.$$

Молярные доли компонентов:

$$x_{H_2O} = n_{H_2O}/n = 60,3/1106,9 = 0,0544;$$

$$x_{CO_2} = n_{CO_2}/n = 73,9/1106,9 = 0,0667;$$
$$x_{O_2} = n_{O_2}/n = 123,2/1106,9 = 0,1113;$$
$$x_{N_2} = n_{N_2}/n = 849,5/1106,9 = 0,7675.$$

Контрольное уравнение:

$$x_{H_2O} + x_{CO_2} + x_{O_2} + x_{N_2} = 0,0544 + 0,0667 + 0,1113 + 0,7675 = 1.$$

Молярная масса смеси

$$M = x_{H_2O}M_{H_2O} + x_{CO_2}M_{CO_2} + x_{O_2}M_{O_2} + x_{N_2}M_{N_2} = (0,0544 \cdot 18,02 + 0,0667 \cdot 44,01 + 0,1113 \cdot 32 + 0,7675 \times 28,01)\ \text{кг/моль} = 28,04 \cdot 10^{-3}\ \text{кг/моль}.$$

2. Масса смеси

$$m = Mn = 28,04 \cdot 10^{-3} \cdot 1106,9\ \text{кг} = 31,04\ \text{кг}.$$

Задачи

4.6. 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° С, если светильный газ состоит из следующих объемных частей: 48,5% H_2; 39,5% CH_4; 7% CO и 5% N_2.

Ответ: $R_в = 308,7$ Дж/(кг·К); $\rho = 1,12$ кг/м³.

4.7. 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, а температура 800° С.

Ответ: $R_в = 274,7$ Дж/(кг·К); $v = 2,05$ м³/кг; $\rho = 0,34$ кг/м³.

4.8. Газовая смесь задана следующими молярными долями: $x_{N_2} = 0,01$; $x_{CO} = 0,1$; $x_{H_2} = 0,45$; $x_{CH_4} = 0,35$; $x_{C_2H_4} = 0,04$ и $x_{CO_2} = 0,03$. Давление смеси 90 кПа. Найти удельную газовую постоянную смеси и парциальное давление метана, а также плотность смеси при нормальных условиях.

Ответ: $R_в = 650,0$ Дж/(кг·К); $p_{CH_4} = 31,5$ кПа; $\rho = 0,571$ кг/м³.

4.9. Найти массу продуктов сгорания топлива состава: $n_{CO_2} = 789$ моль; $n_{H_2O} = 67,4$ моль; $n_{O_2} = 96,2$ моль; $n_{N_2} = 767,3$ моль.

Ответ: 61,07 кг.

4.10. Продукты сгорания нефти имеют следующий состав в молях: $n_{O_2} = 70$; $n_{N_2} = 660$; $n_{CO_2} = 70$ и $n_{H_2O} = 86$. Найти удельную газовую постоянную и удельный объем смеси при нормальных условиях.

Ответ: $R_в = 288,0$ Дж/(кг·К); $v = 0,775$ м³/кг.

Контрольные вопросы

1. Чем отличаются газовые смеси от химических соединений?
2. Что такое парциальное давление газа в смеси?
3. Что называется приведённым объемом газа в смеси?
4. Что такое массовая доля газа в смеси?
5. Что такое молярная доля газа в смеси?

Глава 5

ТЕПЛОЕМКОСТЬ

§ 5.1. Общие понятия и определения

Теплоемкость — величина, равная отношению сообщаемой телу или отводимой от него теплоты к соответствующему изменению его температуры:

$$C = Q/\Delta T.$$

Здесь C — теплоемкость; Q — подведенная (или отведенная) теплота; ΔT — изменение температуры тела.

В теплотехнических расчетах широко используются удельная и молярная теплоемкости.

Удельной теплоемкостью называется *отношение теплоемкости тела к его массе:*

$$c = C/m,$$

где c — удельная теплоемкость; m — масса тела.

Молярной теплоемкостью называется отношение теплоемкости к количеству вещества:

$$c_m = C/n,$$

где c_m — молярная теплоемкость; n — количество вещества.

Теплоемкости газов и паров являются переменными величинами; для идеальных газов они зависят от их температуры, а для реальных газов и паров также и от их давления. Поэтому различают теплоемкости истинные и средние. *Истинной* называется *теплоемкость при заданной температуре, а средней — среднее значение теплоемкости в заданном интервале температур, в пределах которых происходит подвод или отвод теплоты.*

Истинные теплоемкости обозначаются символами: удельная — c, молярная — c_m; а средние теплоемкости — символами: удельная — $\overline{c}$, молярная — $\overline{c}_m$.

В тепловых расчетах пользуются средними теплоемкостями: удельной и молярной.

Средняя удельная теплоемкость вещества равна отношению подведенной теплоты к массе вещества и разности температур в конце и в начале подвода теплоты:

$$\boxed{\bar{c} = Q_{1,2}/[m\,(T_2 - T_1)].} \tag{5.1}$$

Средняя молярная теплоемкость вещества равна отношению подведенной теплоты к количеству вещества и разности температур в конце и в начале подвода теплоты:

$$\boxed{\bar{c}_m = Q_{1,2}/[n\,(T_2 - T_1)].} \tag{5.2}$$

В СИ теплоемкость $\bar{c}$ имеет единицу джоуль на килограмм на кельвин — Дж/(кг·К), а молярная теплоемкость c_m — джоуль на моль на кельвин — Дж/(моль·К).

Связь между теплоемкостями удельной и молярной (истинной и средней) можно получить следующим путем. Разделив уравнения (5.1) на (5.2) и произведя сокращения, получим пропорцию: $\bar{c}/\bar{c}_m = n/m$. Обратимся к уравнению (1.1): $M = m/n$, где M — молярная масса рабочего тела. Сопоставляя эти два равенства, получаем $\bar{c}/\bar{c}_m = 1/M$ или

$$\boxed{\bar{c} = \bar{c}_m/M.} \tag{5.3}$$

§ 5.2. Теплоемкости изохорная и изобарная

Теплоту можно подводить к газообразному телу (и отводить от него) различными способами. В термодинамике широко используют два из них:

1) подвод теплоты при постоянном удельном объеме рабочего тела. Такой способ подвода теплоты называется *изохорным* (от греч. слов *изос* — постоянный, *хорос* — пространство, объем);

2) подвод теплоты при постоянном давлении рабочего тела. Такой способ называется *изобарным* (от греч. слова *барос* — давление).

Изохорный подвод теплоты происходит в закрытом пространстве постоянного объема, например в цилиндре с неподвижным поршнем (рис. 5.1, *а*). Изобарный подвод теплоты может происходить в цилиндре с подвижным поршнем.

В этом случае при подводе теплоты рабочее тело в цилиндре имеет возможность увеличивать свой объем, передвигая поршень. При этом давление тела может оставаться постоянным (рис. 5.1, *б*).

Ниже приводятся наименования теплоемкостей и их обозначения, сведенные в группы.

	Истинные	Средние
Удельные теплоемкости:		
изохорные	c_v	$\bar{c}_v$
изобарные	c_p	$\bar{c}_p$
Молярные теплоемкости:		
изохорные	$c_{v,\,m}$	$\bar{c}_{v,\,m}$
изобарные	$c_{p,\,m}$	$\bar{c}_{p,\,m}$

В термодинамических расчетах часто встречается величина k, равная отношению теплоемкостей молярной изобарной к молярной изохорной или удельной изобарной к удельной изохорной, т. е.

$$k = \bar{c}_{p,m}/\bar{c}_{v,m} = \bar{c}_p/\bar{c}_v. \quad (5.4)$$

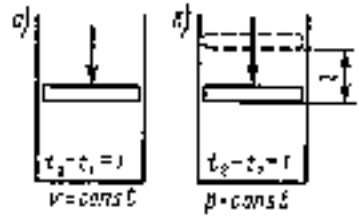


Рис. 5.1. Два способа подвода теплоты

Эти отношения зависят от температуры вещества, но для газов и паров эта зависимость настолько незначительна, что ею в расчетах часто пренебрегают, принимая отношение k величиной постоянной. В таких случаях принимают это отношение равным для идеальных газов: одноатомных — 1,67; двухатомных — 1,40; трех- и многоатомных — 1,29. Точные значения отношения k для некоторых газов и водяных паров в зависимости от их температур приведены в приложении 4.

§ 5.3. Нахождение истинных и средних теплоемкостей

Для нахождения истинной удельной или молярной теплоемкости используют два способа: графический — по *ts*-диаграмме и табличный — с использованием специальных таблиц.

В *ct*-диаграмме по оси ординат откладываются значения истинной теплоемкости (удельной или молярной), а по оси абсцисс — температуры.

Пусть истинная удельная теплоемкость на *ct*-диаграмме изображается линией *1-2*, которая в общем случае является кривой (рис. 5.2). Тогда отрезок *4-1* в масштабе будет истинной удельной теплоемкостью при температуре t_1, а отрезок *3-2* — истинной удельной теплоемкостью при температуре t_2.

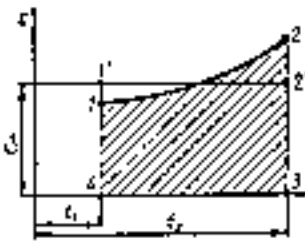


Рис. 5.2. Графическое определение средней теплоемкости в заданном интервале температур

Если заменить площадь *1234* равновеликим ей прямоугольником *1'2'3 4* с основанием *4-3*, то высота его *4-1'* (или *3-2'*) и будет представлять в масштабе среднюю удельную теплоемкость $\bar{c}$ в процессе *1-2*.

Площадь этого прямоугольника равна произведению высоты на основание или в данном случае произведению

$$A = \bar{c}\,(t_2 - t_1). \qquad (в)$$

Обратимся теперь к уравнению (5.1). Умножим его правую и левую части на разность температур $(T_2 - T_1)$, получим

$$Q_{1,2}/m \cdot (T_2 - T_1) = \bar{c}\,(T_2 - T_1).$$

Но $Q_{1,2}/m$ равно $q_{1,2}$ — удельной теплоте, поэтому

$$q_{1,2} = \bar{c}\,(T_2 - T_1). \qquad (5.5)$$

Сопоставляя правую часть этого уравнения с выражением (а), видим, что они равны, поэтому пл. *1234*, равновеликая пл. *1'2'34*, определяет в масштабе удельную подведенную (или отведенную) теплоту.

Следовательно, на *ct*-диаграмме *площадь, ограниченная линией истинной удельной теплоемкости, крайними ординатами этой линии и осью абсцисс, определяет в масштабе удельное количество подведенной или отведенной теплоты.*

Задача определения средней удельной теплоемкости в заданном процессе значительно упрощается, если линию истинной теплоемкости представить в виде прямой (рис. 5.3).

В этом случае средняя удельная теплоемкость в интервале температур $t_1 - t_2$ может быть принята как среднеариф-

метическая между истинными теплоемкостями c_1 (при температуре t_1) и c_2 (при температуре t_2) (рис. 5.3, *а*), т. е.

$$\bar{c} = (c_1 + c_2)/2.$$

Задача нахождения средней удельной теплоемкости (в случае прямолинейной зависимости теплоемкости от температуры) может быть еще упрощена, если в качестве ее взять истинную удельную теплоемкость при среднеарифметической температуре процесса, т. е. при температуре $\bar{t} = (t_1 + t_2)/2$ (рис. 5.3, *б*).

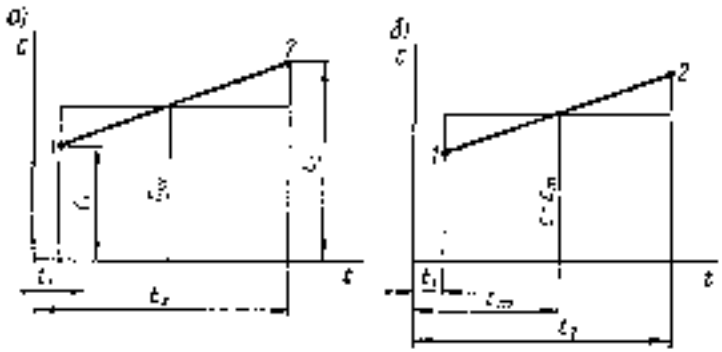


Рис. 5.3. Определение средней теплоемкости в заданном интервале температур упрощенным способом

Замена криволинейной зависимости теплоемкости от температуры прямолинейной зависимостью вносит некоторую неточность в расчеты, однако незначительную, и поэтому часто ею можно пренебречь.

Нахождение теплоемкостей табличным способом производится с помощью таблиц молярных или удельных теплоемкостей.

В приложении 4 приведены истинные удельные теплоемкости, часто встречающиеся в тепловых расчетах воздуха и отдельных газов.

Пример 5.1. Найти среднюю удельную теплоемкость кислорода при постоянном давлении при повышении его температуры от 600 до 2000° С.

Решение. Искомую теплоемкость принимаем равной истинной удельной изобарной теплоемкости при средней арифметической температуре $\bar{t}$. Температура $\bar{t} = (t_1 + t_2)/2 = (600 + 2000)/2$° С = = 1300° С.

Находим в приложении 4 истинную удельную изобарную теплоемкость кислорода при температуре 1500° С: $c_p = 1{,}1476$ кДж/(кг·К). Это значение теплоемкости равно средней удельной изобарной теплоемкости кислорода в интервале температур 600 ÷ ÷ 2000° С.

Пример 5.2. Найти среднюю молярную изобарную теплоемкость углекислого газа (CO_2) при повышении его температуры от 200 до 1000° С.

Решение. Найти эту теплоемкость можно по уравнению (5.3), из которого получаем

$$\overline{c}_{p,\,m} = \overline{c}_p M. \qquad (6)$$

Предварительно находим молярную массу M. Относительная молекулярная масса углекислого газа $M_r = 44{,}01$ (см. приложение 2). Следовательно, его молярная масса $M = 44{,}01 \cdot 10^{-3}$ кг/моль.

Среднюю удельную изобарную теплоемкость $\overline{c}_p$ находим в приложении 4 как истинную удельную изобарную теплоемкость при средней температуре $\overline{t}$. В данном примере эта температура

$$\overline{t} = (t_1 + t_2)/2 = (200 + 1000)/2 = 600^\circ \text{ С}.$$

Из приложения 4 находим, что при этой температуре искомая истинная удельная теплоемкость $c_p = 1{,}1062$ кДж/(кг·К). Значит, средняя удельная изобарная теплоемкость в данном интервале температур тоже равна 1,1062 кДж/(кг·К) ≈ 1,20 кДж/(кг·К).

Теперь можем найти искомую среднюю молярную изобарную теплоемкость $\overline{c}_{p,m}$ по уравнению (6):

$$\overline{c}_{p,\,m} = \overline{c}_p M = 1{,}20 \cdot 44{,}01 \cdot 10^{-3} \text{ кДж/(моль·К)} = 52{,}89 \text{ кДж/(кмоль·К)}.$$

Пример 5.3. Воздух, содержащийся в баллоне вместимостью 12,5 м³ при температуре 20° С и давлении 1 МПа, подогревается до температуры 180° С. Найти подведенную теплоту $Q_{1,2}$.

Решение. Воспользуемся уравнением (5.1), из которого получаем

$$Q_{1,2} = m\overline{c}_v (t_2 - t_1). \qquad (в)$$

Массу воздуха m найдем по уравнению состояния $pV_1 = mR_0T_1$:

$$m = pV_1/(R_0T_1).$$

В приложении 3 находим, что удельная газовая постоянная воздуха $R = 287{,}1$ Дж/(кг·К), поэтому масса воздуха $m = 1 \cdot 10^6 \times$ $\times$ 12,5/(297,1·293) кг = 148,6 кг.

Среднюю удельную изохорную теплоемкость принимаем равной истинной удельной изохорной теплоемкости при температуре 100 °С (см. предыдущий пример). Из приложения 4 видно, что $c_v = 0{,}7226$ кДж/(кг·К) = 722,6 Дж/(кг·К), а значит, и $\overline{c}_v = 722{,}6$ Дж/(кг·К).

Теперь можем найти искомую теплоту $Q_{1,2}$ [см. уравнение (в)]: $Q_{1,2} = 148{,}6 \cdot 722{,}6 \cdot 160$ Дж = 17,0 МДж.

Задачи

5.1. Найти средние удельные изохорную и изобарную теплоемкости кислорода в интервале температур 1800 ÷ 1200° С.

Ответ: $\overline{c}_v = 0{,}90$ кДж/(кг·К); $\overline{c}_p = 1{,}16$ кДж/(кг·К).

5.2. Найти среднюю молярную изобарную теплоемкость кислорода при нагревании его от 0 до 1000° С.

Ответ: 25,3 кДж/(моль·К).

5.3. В помещении размером 6 × 5 × 3 м температура воздуха 27° С при давлении 101 кПа. Найти, какое количество теплоты нужно отвести от этого воздуха, чтобы понизить его температуру до 17° С при том же давлении. Средняя удельная изобарная теплоемкость воздуха 1,004 кДж/(кг·К). Массу воздуха в помещении условно принять постоянной.

Ответ: 1,06 МДж.

5.4. От азота, заключенного в баллоне, отводится 17000 кДж теплоты. При этом температура его понижается от 800 до 200° С. Найти массу азота, заключенного в баллоне.

Ответ: 34,6 кг.

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

Ответ: 2610 кг/ч.

5.6. Найти количество теплоты, необходимое для нагревания при постоянном объеме 10 кг азота от 200 до 800° С.

Ответ: 4,91 МДж.

§ 5.4. Теплоемкость смесей

Пусть состав смеси задан массовыми долями $\omega_1, \omega_2, \ldots, \omega_n$. Обозначим массу смеси через m, массы входящих в эту смесь компонентов через $m_1, m_2, \ldots, m_n$, а их средние удельные теплоемкости соответственно через $\bar{c}_1, \bar{c}_2, \ldots, \bar{c}_n$.

Если среднюю удельную теплоемкость смеси обозначить через $\bar{c}_{см}$, то количество теплоты, необходимой для повышения температуры смеси от T_1 до T_2:

$$Q_{1,2} = m\bar{c}_{см}(T_2 - T_1) = m_1\bar{c}_1(T_2 - T_1) + m_2\bar{c}_2(T_2 - T_1) + \ldots + m_n\bar{c}_n(T_2 - T_1)$$

или

$$\bar{c}_{см} = (m_1/m)\bar{c}_1 + (m_2/m)\bar{c}_2 + \ldots + (m_n/m)\bar{c}_n.$$

Используя соотношения (4.1), получаем окончательно

$$\boxed{\bar{c}_{см} = \omega_1\bar{c}_1 + \omega_2\bar{c}_2 + \ldots + \omega_n\bar{c}_n,} \qquad (5.6)$$

т. е. *удельная теплоемкость смеси равна сумме произведений массовых долей компонентов смеси на их удельные теплоемкости.*

Если смесь задана молярными долями компонентов $x_1, x_2, \ldots, x_n$, средние молярные теплоемкости которых рав-

ких соответственно $\bar{c}_{m1}, \bar{c}_{m2}, \ldots, \bar{c}_{mn}$, то, рассуждая аналогично предыдущему, можем записать

$$Q_{1,2} = n\bar{c}_{m,см}(T_2 - T_1) = n_1\bar{c}_{m1}(T_2 - T_1) + n_2\bar{c}_{m2}(T_2 - T_1) + \ldots + n_n\bar{c}_{mn}(T_2 - T_1),$$

где n — количество вещества смеси; $n_1, n_2, \ldots, n_n$ — количество вещества компонентов, составляющих смесь.

Решая это уравнение относительно $\bar{c}_{m,см}$, получим

$$\bar{c}_{m,см} = (n_1/n)\bar{c}_{m1} + (n_2/n)\bar{c}_{m2} + \ldots + (n_n/n)\bar{c}_{mn}$$

или

$$\boxed{\bar{c}_{m,см} = x_1\bar{c}_{m1} + x_2\bar{c}_{m2} + \ldots + x_n\bar{c}_{mn}} \qquad (5.7)$$

т. е. *молярная теплоемкость смеси равна сумме произведений молярных долей компонентов смеси на их молярные теплоемкости.*

Пример 5.4. Температура смеси, состоящей из азота массой 3 кг и кислорода массой 2 кг, в результате подвода к ней теплоты при постоянном объеме повышается от 100 до 1100° С. Подсчитать количество подведенной теплоты.

Р е ш е н и е. Искомое количество теплоты $Q_{1,2}$ находим из уравнения (5.1):

$$Q_{1,2} = m\bar{c}_v(t_2 - t_1). \qquad (а)$$

где $\bar{c}_v$ — средняя удельная изохорная теплоемкость смеси, Дж/(кг·К); m — масса смеси, кг; t_1 и t_2 — начальная и конечная температуры смеси, °С.

Среднюю удельную теплоемкость смеси $\bar{c}_v$ найдем по уравнению (5.6):

$$\bar{c}_v = \omega_1\bar{c}_{v1} + \omega_2\bar{c}_{v2}. \qquad (б)$$

Здесь ω_1 и ω_2 — массовые доли компонентов смеси азота и кислорода.

По условию масса смеси $m = (3 + 2)$ кг $= 5$ кг, поэтому массовые доли равны: азота $\omega_1 = 3/5 = 0,6$ и кислорода $\omega_2 = 2/5 = 0,4$. Для нахождения теплоемкостей $\bar{c}_{v1}$ и $\bar{c}_{v2}$ воспользуемся приложением 4. Примем, что они равны истинной удельной изохорной теплоемкости при средней арифметической температуре $\bar{t} = (t_1 + t_2)/2 = (100 + 1100)/2$° С $= 600$° С. При этой температуре для азота $\bar{c}_{v1} = 843$ Дж/(кг·К), а для кислорода $\bar{c}_{v2} = 809$ Дж/(кг·К).

Теперь по уравнению (б) можно найти искомую теплоемкость смеси:

$$\bar{c}_v = \omega_1\bar{c}_{v1} + \omega_2\bar{c}_{v2} = (0,6 \cdot 843 + 0,4 \cdot 809)\ \text{Дж/(кг·К)} \approx 829\ \text{Дж/(кг·К)}.$$

Находим подведенную теплоту $Q_{1,2}$ по уравнению (а):

$$Q_{1,2} = 829 \cdot 5\,(1100 - 100)\ \text{Дж} = 4,1 \cdot 10^6\ \text{Дж} = 4,1\ \text{МДж}.$$

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) — 468,3; паров воды (H_2O) — 72,5 при температуре этих газов 600° С. Определить долю тепловых потерь с уходящими газами, если теплота сгорания бензина 43 950 кДж/кг.

Решение. Найдем сначала теплоту Q_1 уходящих (выхлопных) газов. Полагаем, что сгорание происходит при постоянном давлении, поэтому, воспользовавшись уравнением (5.2), после простых преобразований, получим

$$Q_1 = \bar{n}\bar{c}_{p,m}(t_2 - t_1) = n_1\bar{c}_{p,m1}(t_2 - t_1) + n_2\bar{c}_{p,m2}(t_2 - t_1) +$$
$$+ n_3\bar{c}_{p,m3}(t_2 - t_1) + n_4\bar{c}_{p,m4}(t_2 - t_1) = (n_1\bar{c}_{p,m1} + n_2\bar{c}_{p,m2} +$$
$$+ n_3\bar{c}_{p,m3} + n_4\bar{c}_{p,\ m4})(t_2 - t_1).$$

Здесь $\bar{c}_{p,m}$, $\bar{c}_{p,m1}$, $\bar{c}_{p,m2}$, $\bar{c}_{p,m3}$, $\bar{c}_{p,m4}$ — средние молярные изобарные теплоемкости соответственно всей смеси (продуктов сгорания) и ее компонентов, Дж/(моль·К); n, n_1, n_2, n_3, n_4 — количества вещества соответственно всей смеси и ее компонентов: CO_2, O_2, N_2 и H_2O, моль.

В приложении 4 при среднеарифметической температуре процесса $\bar{t} = (t_1 + t_2)/2 = 600/2$° С = 600° С средние удельные изобарные теплоемкости компонентов смеси, а также их молярные массы следующие: для CO_2 $\bar{c}_{p1} = 1{,}11$ кДж/(кг·К), $M_1 = 44 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; для O_2 $\bar{c}_{p2} = 1{,}02$ кДж/(кг·К); $M_2 = 32 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; для N_2 $\bar{c}_{p3} = 1{,}09$ кДж/(кг·К), $M_3 = 28 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; для H_2O $\bar{c}_{p4} = 2{,}00$ кДж/(кг·К), $M_4 = 18 \cdot 10^{-3}$ кг/моль.

По найденным значениям удельных теплоемкостей и молярных масс вычислим значения молярных теплоемкостей компонентов:

для CO_2 $\bar{c}_{p,m1} = 1{,}11 \cdot 44 \cdot 10^{-3}$ кДж/(моль·К) = 48,84 Дж/(моль·К);
для O_2 $\bar{c}_{p,m2} = 1{,}02 \cdot 32 \cdot 10^{-3}$ кДж/(моль·К) = 32,64 Дж/(моль·К);
для N_2 $\bar{c}_{p,m3} = 1{,}09 \cdot 28 \cdot 10^{-3}$ кДж/(моль·К) = 30,52 Дж/(моль·К) и
для H_2O $\bar{c}_{p,m4} = 2{,}00 \cdot 18 \cdot 10^{-3}$ кДж/(моль·К) = 37,08 Дж/(моль·К).

Теперь можем найти количество теплоты, уносимой смесью (выхлопными газами):

$$Q_1 = (n_1\bar{c}_{p,m1} + n_2\bar{c}_{p,m2} + n_3\bar{c}_{p,m3} + n_4\bar{c}_{p,m4})(t_2 - t_1) = (71{,}25 \times$$
$$\times 48{,}84 + 21{,}5 \cdot 32{,}64 + 468{,}3 \cdot 30{,}52 + 72{,}5 \cdot 37{,}08)\ 600\ \text{кДж} =$$
$$= 21{,}95 \cdot 600\ \text{кДж} = 17{,}418\ \text{кДж}.$$

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

$$Q_1/Q = (17\,418/43\,950)\ 100\% = 39{,}6\%.$$

Задачи

5.7. Газовая смесь состоит из 2 кг углекислого газа, 1 кг азота, 0,5 кг кислорода. Найти среднюю молярную изобарную теплоемкость смеси в интервале температур 200 ÷ 600° С.

Ответ: 42,86 Дж/(моль·К).

5.8. Найти среднюю изобарную и изохорную молярные теплоемкости продуктов сгорания топлива при охлаждении их от 1100 до 300° С. Мольные доли компонентов этих продуктов сгорания следующие: $x_{CO_2} = 0{,}090$; $x_{H_2O} = 0{,}083$; $x_{O_2} = 0{,}069$; $x_{N_2} = 0{,}758$.

Ответ: $\overline{c}_{p,m} = 32{,}3$ Дж/(моль·К); $\overline{c}_{v,m} = 27{,}0$ Дж/(моль·К).

5.9. Состав отработавших газов двигателя внутреннего сгорания в молях следующий: $n_{CO_2} = 74{,}8$; $n_{H_2O} = 68$; $n_{O_2} = 119$ и $n_{N_2} = 853$. Найти количество теплоты, выделяемой этими газами при понижении их температуры от 350 до 20° С при постоянном давлении.

Ответ: 13,84 мДж.

Контрольные вопросы

1. От каких параметров зависит значение теплоемкости паров и идеальных газов?
2. Как определить молярную теплоемкость газа по удельной теплоемкости?
3. По какой формуле можно найти связь между удельной и молярной теплоемкостями?
4. Как определяют среднюю теплоемкость с помощью графиков и таблиц?
5. Какой вид имеет линия постоянной теплоемкости на *sT*-диаграмме?
6. Во сколько раз молярная теплоемкость углекислого газа больше его удельной теплоемкости?

Глава 6

ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 6.1. Уравнение первого начала термодинамики

Как известно, любое физическое тело, в частности рабочее тело — газ и пар, обладает внутренней энергией.

Количество ее 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 путем теплообмена и в форме механической работы. В случае теплообмена теплота может подводиться из внешней среды к рабочему телу или отводиться 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 счет своей внутренней энергии, которая при этом будет уменьшаться. Или рабочее тело будет сжиматься, для чего потребуется совершение работы сжатия внешней средой (внешними силами). При этом внутренняя энергия рабочего тела увеличится. Работа расширения и сжатия называется *работой изменения объема*.

Следует иметь в виду, что поскольку работа, как и теплота, является одной из форм передачи энергии от одного тела к другому, то такие общепринятые выражения, как превращение теплоты в работу или работы в теплоту, являются условными. Точнее было бы говорить о получении телом энергии в форме теплоты (или работы) и передаче им этой энергии в форме работы (или теплоты).

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

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

Вот что он писал в 1760 г. в научном труде «Рассуждения о твердости и жидкости тел»: «Все перемены, в натуре случающиеся, такого суть состояния, что сколько чего у одного тела отнимается, столько присовокупится в другое тело ... Сей всеобщий естественный закон простирается к и самые правила движения: ибо тело, движущее своей силой другое, столько же оные у себя теряет, сколько сообщает другому, которое от него движение получает».

К сожалению, труды М. В. Ломоносова совсем не были известны на Западе, да и у нас в России при жизни М. В. Ломоносова его научные работы в области естествознания были известны только узкому кругу ученых.

Математически этот всеобщий закон выражается уравнением первого начала термодинамики

$$\boxed{Q_{1,2} = (U_2 - U_1) + L_{1,2}} \qquad (6.1)$$

где $Q_{1,2}$ — теплота, подводимая или отводимая в процессе *1-2*; U_1 и U_2 — внутренняя энергия в начале и в конце процесса *1-2*; $L_{1,2}$ — работа изменения объема в процессе *1-2*.

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

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

$$q_{1,2} = (u_2 - u_1) + l_{1,2}, \qquad (6.2)$$

где $q_{1,2}$ — удельная теплота, подводимая или отводимая в процессе *1-2*; u_1 и u_2 — удельная внутренняя энергия в начале и в конце процесса *1-2*; $l_{1,2}$ — удельная работа изменения объема в процессе *1-2*.

Уравнение первого начала термодинамики действительно при взаимодействии рабочего тела с внешней средой в общем виде, поэтому величины, входящие в него, являются алгебраическими; в отдельных конкретных случаях их значения могут равняться нулю, быть положительными или отрицательными.

Для определения знака каждой из этих величин руководствуются следующими правилами:

внешняя теплота $Q_{1,2}$ является положительной, если она подводится к рабочему телу, и отрицательной, если отводится от него;

работа изменения объема $L_{1,2}$ будет положительной, если она совершается рабочим телом (т. е. при расширении рабочего тела), и отрицательной, если совершается внешней средой над рабочим телом (т. е. при сжатии рабочего тела);

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 $U_2 - U_1 < 0$.

Из уравнения первого начала термодинамики следует также, что **невозможно создать вечный двигатель** (perpetuum mobile) **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 возра-

стает 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.

В термодинамических процессах может быть использована только часть внутренней энергии рабочего тела, в связи с чем вполне достаточно выяснить, как изменилась эта энергия в данном процессе.

Обозначим изменение удельных внутренней кинетической и внутренней потенциальной энергий 1 кг рабочего тела соответственно через $\Delta u_к$ и $\Delta u_р$. Тогда изменение удельной внутренней энергии Δu в термодинамическом процессе может быть выражено уравнением

$$\Delta u = \Delta u_к + \Delta u_р.$$

Изменение внутренней энергии любой произвольной массы ΔU рабочего тела выразится формулой

$$\Delta U = \Delta U_к + \Delta U_р.$$

В 1843 г. английский физик Джоуль сформулировал на основании проведенных им экспериментов весьма важный закон идеальных газов: «*Внутренняя энергия идеального газа зависит лишь 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 состоит только из внутренней 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 тоже является параметром состояния, как, например, удельный объем и давление. Следовательно, *изменение внутренней энергии не зависит от вида процесса изменения состояния тела, а только от начального и конечного состояний, определяемых по его параметрам.*

Для вывода расчетного уравнения, по которому можно подсчитать изменение удельной внутренней энергии любого тела, рассмотрим процесс подвода теплоты к рабочему телу массой 1 кг, заключенному в сосуд постоянного объема. Этот пример показателен тем, что здесь удельный объем

тела не изменяется, поэтому не совершается работа изменения объема и вся подводимая 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

$$q_{1,2} = u_2 - u_1. \qquad (a)$$

Имея в виду уравнение (5.1), можем написать, что удельная теплота

$$q_{1,2} = \bar{c}\,(T_2 - T_1).$$

Так как данный процесс является изохорным, то

$$q_{1,2} = \bar{c}_v\,(T_2 - T_1). \qquad (б)$$

Сопоставляя уравнения (а) и (б), получаем

$$u_2 - u_1 = \bar{c}_v\,(T_2 - T_1) \qquad (6.3)$$

или, в общем случае, для тела массой m

$$\boxed{U_2 - U_1 = m\bar{c}_v\,(T_2 - T_1).} \qquad (6.3а)$$

где T_1 и T_2 — начальная и конечная температуры в процессе; $\bar{c}_v$ — средняя удельная изохорная теплоемкость; U_1 и U_2 — начальное и конечное значения внутренней энергии.

Так как удельная внутренняя энергия рабочего тела является параметром состояния, то уравнения (6.3) и (6.3а) действительны для вычисления изменения внутренней энергии в любом процессе, в котором температура газа изменяется от T_1 до T_2.

Единицей удельной внутренней энергии, как и любой другой удельной энергии, в СИ является Дж/кг.

§ 6.3. *pv*-диаграмма. Работа изменения объема

В термодинамических расчетах используют не только математические формулы, но и различные графики в виде диаграмм, значительно облегчающие такие расчеты. В частности, широко применяется *pv*-диаграмма, в которой по оси абсцисс откладывают значения удельных объемов v, а по оси ординат — значения давлений p.

Если в этих осях состояние рабочего тела определяется параметрами p_1 и v_1, то может быть найдена по этим пара-

метрам точка 1, определяющая данное состояние рабочего тела (рис. 6.1). Или, наоборот, если на pv-диаграмме дана точка, то, определив по координатам этой точки значения параметров p и v, можно установить состояние тела. Если рассматриваемое тело под действием внешних сил перешло из состояния, определяемого точкой 1, в другое состояние, определяемое, например, точкой 2, пройдя при этом последовательно через ряд состояний a, b, c и другие, то значит это тело совершило термодинамический процесс (или просто

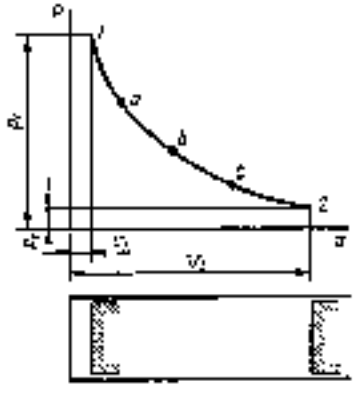


Рис. 6.1. pv-диаграмма

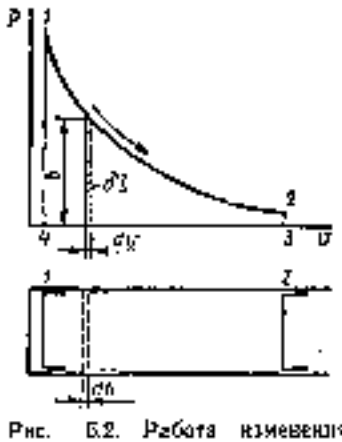


Рис. 6.2. Работа изменения объема на pv-диаграмме

процесс). Проводя через эти точки плавную кривую, получим линию процесса на pv-диаграмме.

Посмотрим, как по такой диаграмме определяется работа изменения объема, о которой говорилось выше. Допустим, что рабочее тело массой 1 кг и давлением p заключено в цилиндре с поршнем (рис. 6.2). Если под действием каких-либо сил тело расширится и поршень передвинется на бесконечно малое расстояние dh, преодолевая внешние силы, то рабочим телом будет совершена бесконечно малая работа, которую обозначим символом δl. На pv-диаграмме (рис. 6.2) она показана в виде узкой заштрихованной площадки. Математически эта работа может быть выражена уравнением

$$\delta l = pA\,dh,$$

где p — давление, действующее на поршень; A — площадь поршня. В этом уравнении произведение $A\,dh$ — бесконеч-

но малое изменение удельного объема dv. С учетом этого можно записать

$$\delta l = p dv,$$

а для всего процесса *1-2*

$$\int_1^2 \delta l = \int_1^2 p dv.$$

Интегрируя это уравнение и полагая, что удельный объем изменяется от v_1 до v_2, получим

$$l_{1,2} = \int_1^2 p dv. \qquad (6.4)$$

Из уравнения (6.4) видно, что непременным условием совершения удельной работы $l_{1,2}$ является изменение удельного объема рабочего тела.

Нетрудно убедиться в том, что изменение давления и температуры рабочего тела может происходить без совершения такой работы. Действительно, если рабочее тело, заключенное в баллоне, обменивается теплотой с внешней средой, то его температура и давление изменяются, хотя никакой работы при этом не совершается.

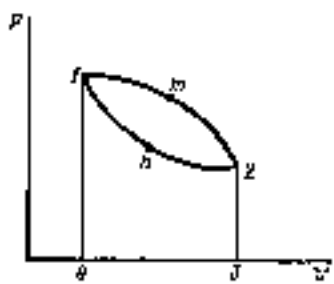


Рис. 6.3. К объяснению, почему работа изменения объема является функцией процесса

Интеграл в уравнении (6.4) изображает площадь диаграммы *1234* (рис. 6.3), поэтому можно сделать вывод, что площадь *pv*-диаграммы, заключенная между линией процесса, осью абсцисс и крайними ординатами этой линии, изображает удельную работу изменения объема в процессе.

Работа изменения объема зависит от вида линии процесса. Действительно, в процессе *1-m-2* (рис. 6.3) работа изображается пл. *1m234*, а в процессе *1-n-2* — пл. *1n234*. Но, как видно из рисунка, первая площадь больше второй, а поэтому и работа в процессе *1-m-2* больше, чем работа в процессе *1-n-2*, хотя начальное и конечное состояния рабочего тела в обоих процессах одинаковы.

Следовательно, работа изменения объема зависит от вида линии процесса, т. е. является функцией процесса.

Единицей удельной работы изменения объема в СИ является Дж/кг.

§ 6.4. Теплота. Функции состояния и процесса

Теплота, как уже говорилось, есть одна из форм передачи энергии от одного тела к другому. Примерно до середины XVIII в. теплота рассматривалась как особая невесомая и невидимая жидкость — теплород, которая может перетекать от более нагретого тела к менее нагретому.

М. В. Ломоносов с гениальной проницательностью, значительно опередив свой век, дал определение сущности теплоты как особой формы движения материи:

«Доказано мною, прежде всего, что элементарный огонь Аристотельский, или, по новых ученых штилю, теплотворная особливая материя, которая из тела в тело переходя и странствуя, скитается без всякой малейшей вероятной причины, есть один только вымысел, и купно утверждаю, что огонь и теплота состоят в коловратном движении частиц, а особливо самой материи, тела составляющих» («Рассуждения о твердости и жидкости тел»).

Как известно, взгляды М. В. Ломоносова на теплоту не встретили понимания у современников, и в науке еще на протяжении почти ста лет продолжала существовать «теория» теплорода. Только широкое распространение тепловых двигателей, потребовавшее глубокого изучения тепловых процессов, выявило несостоятельность этой «теории», которая стала тормозом в дальнейшем развитии науки.

В 1842 г. немецкий ученый Р. Майер открыл закон эквивалентности между теплотой и работой, который является частным случаем первого начала термодинамики. Этот закон может быть сформулирован так: *взаимное превращение теплоты и работы совершается в строго эквивалентном соотношении:*

$$Q = L.$$

Обе эти величины должны быть выражены в одинаковых единицах.

Вернемся к уравнению первого начала термодинамики: $Q_{1,2} = (U_2 - U_1) + L_{1,2}$. В этом уравнении теплота $Q_{1,2}$

является алгебраической суммой двух величин: $(U_2 - U_1)$ и $L_{1,2}$. Причем одна из них $L_{1,2}$ является функцией процесса, а это значит, что теплота тоже может быть только функцией процесса.

Таким образом, хотя все три величины, входящие в уравнение первого начала термодинамики, имеют одинаковые единицы (для рабочего тела произвольной массы m — Дж, а для массы 1 кг — Дж/кг), тем не менее по своим свойствам эти величины глубоко различны. Функции состояния для всех процессов, протекающих между одинаковыми начальными и конечными состояниями, не зависят от промежуточных состояний рабочего тела, поэтому могут подсчитываться по одной, общей для них формуле. Например, для определения изменения внутренней энергии в таких случаях используют формулу (6.3) изменения этого параметра в процессе, протекающем при постоянном удельном объеме.

Теплота и работа зависят от промежуточных состояний рабочего тела в процессе, поэтому должны определяться по формулам, в которых учитывается характер рассматриваемого процесса. Различия между функциями состояния и функциями процесса делаются и в их записях. Так, в уравнении первого начала термодинамики, написанного для процесса 1-2, изменение внутренней энергии как функции состояния обозначают символом $U_2 - U_1$, а работу и теплоту как функции процесса — символами соответственно $L_{1,2}$ и $Q_{1,2}$.

Для элементарного процесса, совершаемого рабочим телом массой 1 кг, уравнение первого начала термодинамики может быть написано в следующем виде:

$$\delta q = du + \delta l,$$

а для тела произвольной массы m кг — в виде

$$\delta Q = dU + \delta L.$$

§ 6.5. Работа изменения давления. Энтальпия

В термодинамических расчетах широко используют кроме понятия работы изменения объема 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 под действием разности этих давлений ($p_1 - p_2 \neq 0$). Ее определяют либо по формулам

$$W_{1,2} = \overline{V}(p_1 - p_2); \tag{6.5}$$

$$w_{1,2} = \overline{v}(p_1 - p_2) \tag{6.5а}$$

либо графически, пользуясь *pv*-диаграммой.

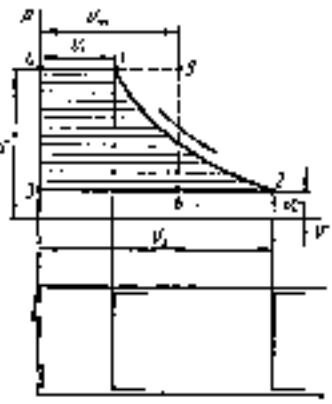


Рис. 6.4. Графический способ определения удельной работы изменения давления на *pv*-диаграмме

В этих уравнениях: $W_{1,2}$ — работа изменения давления; $w_{1,2}$ — удельная работа изменения давления; $\overline{V}$ — средний объем; $\overline{v}$ — средний удельный объем.

Графически удельная работа изменения давления определяется площадью на *pv*-диаграмме, ограниченной осью ординат и двумя абсциссами, проведенными из крайних точек линии процесса (заштрихованная площадь *1234* на рис. 6.4).

В результате замены этой площади равновеликой ей площадью прямоугольника *3456*, высотой *34*, равной разности $p_1 - p_2$, и основанием *36*, равным среднему удельному объему $\overline{v}$ в процессе, устанавливаем:

$$\text{пл. } 1234 = \text{пл. } 3456 = \overline{v}(p_1 - p_2). \tag{6.6}$$

Сопоставив уравнения (6.5а) и (6.6), получим

$$\text{пл. } 1234 = \overline{v}(p_1 - p_2) = w_{1,2}. \tag{6.7}$$

Простейшие частные случаи работы изменения давления — работы перемещения жидкостей, газов и паров — следующие:

а) положительная работа ($w_{1,2} > 0$; $p_2 < p_1$) поршневой паровой машины, паровой или газовой турбины, двигателя внутреннего сгорания при расширении рабочего тела (пара или газа) от начального p_1 до конечного давления при выпуске p_2 (пара — в конденсатор или в наружный воздух, газов — в регенератор или в атмосферу);

б) отрицательная работа ($w_{t,2} < 0$) компрессоров и насосов, нагнетающих пары, газы или жидкости из области меньшего давления в области бóльшего давления ($p_2 > p_1$);

в) положительная работа истечения ($w_{t,2} > 0$) жидкостей, газов и паров из области бóльшего давления в область меньшего давления ($p_2 < p_1$) в соплах;

г) отрицательная работа ($w_{t,2} < 0$) сжатия жидкостей газов или паров в диффузорах ($p_2 > p_1$).

(Подробно о соплах и диффузорах говорится в гл. XIV.)

Установим связь между удельными работами изменения объема $l_{t,2}$ и изменения давления $w_{t,2}$. Пусть на *pv*-диаграмме линия *1-2* изображает процесс произвольного изменения состояния рабочего тела (рис. 6.5). В этом случае пл. *1234* (заштрихованная вертикальными линиями) графически изображает удельную работу изменения объема $l_{t,2}$, а пл. *1256* (заштрихованная горизонтальными линиями) — удельную работу изменения давления $w_{t,2}$.

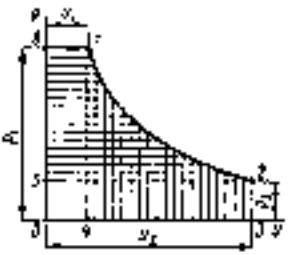


Рис. 6.5. К установлению зависимости между удельными работами изменения объема и изменения давления

Из рис. 6.5 можно установить, что пл. *1234* + пл. *6140* — — пл. *0523* = пл. *6125* или $l_{t,2} + p_1v_1 - p_2v_2 = w_{t,2}$, откуда

$$\boxed{l_{t,2} = w_{t,2} - p_1v_1 + p_2v_2.} \qquad (6.8)$$

После подстановки значения $l_{t,2}$ в уравнение первого начала термодинамики (6.2) имеем

$$q_{t,2} = u_2 - u_1 - p_1v_1 + p_2v_2 + w_{t,2}$$

или

$$q_{t,2} = (u_2 + p_2v_2) - (u_1 + p_1v_1) + w_{t,2}. \qquad (в)$$

Обозначим сумму удельной внутренней энергии u и произведения давления на удельный объем pv через h, называемую *удельной энтальпией*:

$$\boxed{h = u + pv.} \qquad (6.9)$$

Все три величины в правой части этого уравнения — параметры состояния, а это значит, что удельная энтальпия тоже параметр состояния.

Подставив значение h в формулу (в), получим еще один вид уравнения первого начала термодинамики

$$\boxed{q_{1,2} = h_2 - h_1 + w_{1,2}} \qquad (6.10)$$

где h_1 и h_2 — удельные энтальпии рабочего тела в начале и в конце процесса, Дж/кг; $w_{1,2}$ — удельная работа изменения давления в процессе $1\text{-}2$, Дж/кг.

Значения удельной энтальпии определяют по специальным таблицам и диаграммам, о которых говорится в гл. XII.

Контрольные вопросы

1. Как формулируется и математически выражается закон эквивалентности между теплотой и работой?
2. Как формулируется и математически выражается первое начало термодинамики?
3. Что такое вечный двигатель первого рода?
4. Почему в термодинамических расчетах вычисляют изменение внутренней энергии рабочего тела, а не абсолютное значение ее?
5. По какому из параметров состояния можно судить, осталась ли внутренняя энергия идеального газа в данном процессе состояния той или изменилась?
6. Почему работа изменения объема, как и работа изменения давления, не может считаться параметром состояния?
7. Почему в идеальных газах внутренняя потенциальная энергия принимается равной нулю?

Глава 7

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ГАЗОВ

§ 7.1. Обратимые процессы. Их свойства

Как уже отмечалось выше, изменение состояния рабочего тела, при котором параметры состояния (все или некоторые) изменяются, а масса рабочего тела, совершающего процесс, остается неизменной, называется *термодинамическим процессом* или просто *процессом*.

Из числа самых разнообразных термодинамических процессов в теплотехнике наибольший интерес представляют те из них, которые протекают в тепловых машинах (тепловых двигателях, холодильных машинах, компрессорах, насосах и др.).

Однако термодинамическое исследование таких процессов очень затруднительно из-за ряда явлений, сопровождающих их протекание (образование вихрей в рабочем теле, вызываемое большими скоростями протекания реальных процессов, тепловое излучение рабочего тела в атмосферу, трение и др.).

Поэтому в термодинамике рассматриваются упрощенные, идеализированные процессы, которые могут быть теоретически исследованы. Основной характерной чертой таких упрощенных процессов является их обратимость.

Обратимыми называются *процессы*, после совершения которых в прямом, а потом в обратном направлениях вся система тел, принимавших участие в процессе, возвращается в свое первоначальное состояние. Если какой-нибудь обратимый процесс протекает в обратном направлении, то рабочее тело пройдет последовательно через те же состояния, через которые оно проходило в прямом направлении, но конечно, в обратном порядке. При этом линии прямого *1-2* и обратного *2-1* процессов (рис. 7.1) должны сливаться всеми своими точками, и рабочее тело в конце обратного процесса придет в свое первоначальное состояние. Если линии прямого и обратного процесса сливаются всеми своими точками, то такие линии должны подчиняться одному общему для рассматриваемого процесса уравнению. При этом работа в прямом и обратном процессах графически определяется одной и той же площадью, т. е. она будет одинаковой по абсолютному значению, отличаясь только знаками (если работа расширения положительна, то работа сжатия отрицательна). При указанном условии работа расширения и сжатия тоже может вычисляться по одному общему уравнению.

Равенство абсолютных значений работ расширения и сжатия в обратимых процессах означает равенство абсолютных значений количеств теплоты, отнятой в прямом процессе от теплового источника, и теплоты, возвращенной ему в обратном процессе, после чего тепловой источник тоже вернется в свое первоначальное состояние.

Все обратимые процессы — *равновесные*.

Рассмотрим процесс одновременного подвода теплоты к рабочему телу (с повышением его температуры) и затраты внешней работы на его сжатие. В реальных условиях повышение температуры происходит не одновременно по всей массе рабочего тела, а постепенно распространяется от нагревающей поверхности внутрь. Кроме того, в каждый

данный момент его слои, расположенные у поршня, сжаты больше, чем в остальной массе, и выравнивание давлений по всей массе рабочего тела происходит только постепенно в направлении от поршня к крышке цилиндра (рис. 7.2).

Таким образом, в действительных тепловых машинах температура и давление неодинаковы, так как не успевают выравниваться по всей массе рабочего тела. Такие состояния называются *неравновесными*, а процессы, в которых рабочее тело проходит через неравновесные состояния, — *неравновесными*.

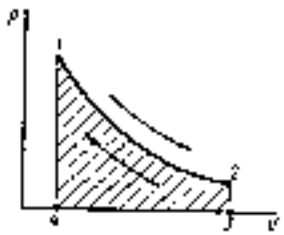


Рис. 7.1. Линия обратимых процессов (прямого 1-2 и обратного 2-1) на *pv*-диаграмме

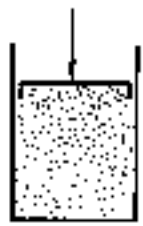


Рис. 7.2. Явления, происходящие в газообразном теле при быстром сжатии его в цилиндре

Но если в пространстве, занимаемом телом, температура и давление неодинаковы, то невозможно изобразить такое состояние точкой, а процесс — линией. Поэтому, строго говоря, при непосредственном исследовании неравновесных процессов нельзя использовать простой и наглядный способ графического изображения их, невозможно также применить уравнение состояния, так как оно относится к таким состояниям тела, когда во всем его пространстве устанавливались одинаковые давление и температура.

Очевидно, что равновесное состояние может изображаться точкой, а равновесный процесс — линией; к равновесному состоянию идеального газа применимо и уравнение состояния.

Таким образом, введение в термодинамику понятия обратимый процесс позволяет значительно упростить расчеты и вместе с тем получать результаты их с вполне достаточной степенью точности.

§ 7.2. Общие понятия об основных термодинамических процессах

В термодинамике изучают самые разнообразные процессы. Однако из них выделяют четыре основных процесса:

изохорный, протекающий при постоянном удельном объеме;

изобарный, протекающий при постоянном давлении;

изотермический, протекающий при постоянной температуре (название процесса происходит от соединения греческих слов «изос» — равный и «термо» — теплота);

адиабатный, протекающий без подвода и отвода теплоты (по-гречески «адиабатос» — непроницаемый).

Кроме перечисленных четырех основных процессов в термодинамике рассматриваются еще так называемые *политропные* процессы (по-гречески «политропос» — много, «тропос» — путь). В этих процессах могут одновременно изменяться все параметры рабочего тела и, кроме того, происходить подвод или отвод теплоты. Как ниже будет объяснено, четыре основных процесса являются частными случаями политропного процесса.

§ 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. Математически условие протекания изохорного процесса выражается уравнением

$$\boxed{v = \text{const}.} \qquad (7.1)$$

Графически на pv-диаграмме изохорный процесс изображается *изохорой* — прямой линией *1-2*, параллельной оси давлений (рис. 7.3). Все точки линии *1-2* одинаково удалены от оси давлений, и, следовательно, удельные объемы газа равны между собой. В этом процессе идеального газа используется соотношение между давлением p и абсолютной температурой T в соответствии с законом Шарля $p_1/p_2 = T_1/T_2$.

Изменение удельной внутренней энергии в изохорном процессе (как и во всех процессах) определяется по формуле (6.3):

$$u_2 - u_1 = \bar{c}_v (T_2 - T_1).$$

Так как в изохорном процессе удельный объем имеет постоянное значение, то удельная работа изменения объема равна нулю:

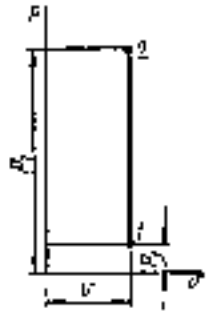


Рис. 7.3. Изохора в осях $p - v$

$$\boxed{l_{1,2} = p (v_2 - v_1) = 0.} \qquad (7.2)$$

Удельная работа изменения давления определяется в соответствии с уравнением (6.5а):

$$w_{1,2} = v (p_1 - p_2). \qquad (7.3)$$

Уравнение первого начала термодинамики для удельной работы (6.2) с учетом формул (6.3) и (7.2) для изохорного процесса примет вид

$$\boxed{q_{1,2} = \bar{c}_v (T_2 - T_1),} \qquad (7.4)$$

где T_1 и T_2 — начальная и конечная температуры газа в процессе; $\bar{c}_v$ — средняя удельная изохорная теплоемкость.

Для газа произвольной массы m кг уравнения изохорного процесса принимают вид:

работа изменения объема

$$\boxed{L_{1,2} = ml_{1,2} = 0;} \qquad (7.4а)$$

работа изменения давления по формуле (6.5)

$$W_{1,2} = V (p_1 - p_2); \qquad (7.4б)$$

изменение внутренней энергии по формуле (6.3а)

$$U_2 - U_1 = m\bar{c}_v (T_2 - T_1);$$

уравнение первого начала термодинамики

$$\boxed{Q_{1,2} = m\bar{c}_v (T_2 - T_1).} \qquad (7.4в)$$

Уравнения (7.2), (7.3), (7.4а), и (7.4б) действительны для любого вещества, а уравнения (6.3), (6.3а), (7.4) и (7.4в) — только для идеальных газов.

Пример 7.1. В баллоне вместимостью 15 л содержится воздух под давлением 0,4 МПа и при температуре 30 °С. Какова температура воздуха в результате подвода к нему 10 кДж теплоты? Удельная изохорная теплоемкость $c_v = 726$ Дж/(кг·К).

Решение. 1. Предварительно вычислены массу воздуха m. Из уравнения (7.7) имеем $m = p_1 V/(R_в T_1)$.

Так как для воздуха $R_в = 287{,}1$ Дж/(кг·К) (см. приложение 3), то $m = 0{,}4 \cdot 10^6 \cdot 0{,}015/(287{,}1 \cdot 303)$ кг $= 0{,}069$ кг.

2. Найдем конечную температуру t_2 из уравнения (5.1): $Q_{1,2} = mc_v(t_2 - t_1)$, откуда $t_2 = t_1 + Q_{1,2}/(mc_v) = [30 + 10^7/(0{,}069 \cdot 726)]$°С $= 366$°С.

Задачи

7.1. Какое количество теплоты нужно сообщить углекислому газу, содержащемуся в баллоне вместимостью 0,8 м³, для повышения давления от 0,1 до 0,5 МПа, принимая $c_v = 638$ Дж/(кг·К)?

Ответ: 1,42 МДж.

7.2. Сколько теплоты нужно сообщить при постоянном объеме газовой смеси массой 1 кг, давлением 1,2 МПа и температурой 290° С, чтобы повысить давление до 4 МПа? Удельная теплоемкость смеси $c_v = 956$ Дж/(кг·К).

Ответ: 1,48 МДж.

7.3. К воздуху в баллоне вместимостью 100 л при давлении $p_1 = 0{,}3$ МПа и температуре $t_1 = 15$° С подводится теплота в количестве 148,8 кДж. Найти конечные температуру и давление воздуха в баллоне, если удельная теплоемкость $c_v = 752$ Дж/(кг·К).

Ответ: $t_2 = 560$° С, $p_2 = 0{,}87$ МПа.

7.4. 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 нем до 15° С и количество выделенной при этом теплоты, если вместимость баллона 0,5 м³, а удельная теплоемкость $c_v = 726$ Дж/(кг·К).

Ответ: $p_2 = 1{,}38$ МПа; $Q = -1{,}30$ МДж.

§ 7.4. Изобарный процесс

Изобарным процессом называется *такое изменение состояния рабочего тела, при котором давление его остается постоянным.* Этот процесс может быть осуществлен в цилиндре с подвижным поршнем. Математическое условие протекания изобарного процесса выражается уравнением

$$\boxed{p = \text{const}} \qquad (7.5)$$

Графически на pv-диаграмме изобарный процесс изображается изобарой — прямой линией, параллельной оси удельных объемов (рис. 7.4). В изобарном процессе идеаль-

ного газа соотношения между параметрами v и T устанавливаются в соответствии с законом Гей-Люссака: $v_1/v_2 = T_1/T_2$.

Изменение внутренней энергии, как известно, не зависит от вида процесса и поэтому для изобарного процесса определяется так же, как и для всех процессов, по формуле

$$u_2 - u_1 = \bar{c}_v (T_2 - T_1). \qquad (7.6$$

Удельная работа изменения объема в рассматриваемом процессе определяется по формуле (6.4), которая для изобарного процесса принимает вид

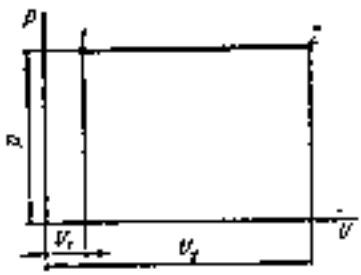


Рис. 7.4. Изобара в осях $p - v$

$$\boxed{l_{1,2} = p(v_2 - v_1).} \qquad (7.7)$$

Уравнение работы изменения объема идеального газа в изобарном процессе можно представить и в другом виде. Напишем для этого два уравнения состояния газа (одно для конечного и другое для начального состояний):

$$pv_2 = R_0 T_2 \text{ и } pv_1 = R_0 T_1.$$

Вычтя второе уравнение из первого, получим

$$p(v_2 - v_1) = R_0 (T_2 - T_1). \qquad (а)$$

Сопоставляя уравнение (7.7) с уравнением (а), получим

$$\boxed{l_{1,2} = R_0 (T_2 - T_1).} \qquad (7.8)$$

Удельная работа изменения давления в изобарном процессе равна нулю. Это видно из уравнения (6.5а):

$$w_{1,2} = \bar{v}(p_2 - p_1).$$

Так как в изобарном процессе $p = \text{const}$, то $p_2 - p_1 = 0$, а при этом

$$\boxed{w_{1,2} = 0.}$$

Пользуясь уравнением первого начала термодинамики, написанным в виде $q_{1,2} = h_2 - h_1 + w_{1,2}$ (см. уравнение

(6.10)], и имея в виду, что в изобарном процессе $w_{1,2} = 0$, получаем

$$q_{1,2} = h_2 - h_1. \qquad (6)$$

Удельную теплоту можно определить, руководствуясь уравнением (5.5):

$$q_{1,2} = \bar{c}_p (T_2 - T_1). \qquad (7.9)$$

Подставив в это уравнение вместо $q_{1,2}$ его значение из уравнения (6), получим уравнение, более удобное для теплотехнических расчетов:

$$h_2 - h_1 = \bar{c}_p (T_2 - T_1). \qquad (7.9а)$$

Из уравнения (7.9) видно, что при изобарном расширении идеального газа теплоту нужно к нему подводить, а при сжатии — отводить. Действительно, при расширении конечный удельный объем больше начального удельного объема, значит, и температура газа в конце расширения больше, чем в начале. В изобарном процессе $v_2/v_1 = T_2/T_1$, т. е. $T_2 > T_1$, а при этом $q_{1,2}$ — величина положительная, что и указывает на то, что теплота подводится к газу.

При сжатии же $v_2 < v_1$ и $T_2 < T_1$. Значит, $q_{1,2}$ — величина отрицательная, что указывает на то, что при изобарном сжатии теплота должна отводиться от газа.

Уравнения (7.6)—(7.9а) действительны для расчетов с веществом, масса которого 1 кг. Если же объектом расчетов является идеальный газ массой m, то можно определять:

работу изменения объема по уравнению

$$L_{1,2} = mR_0 (T_2 - T_1);$$

количество теплоты по уравнению

$$Q_{1,2} = m\bar{c}_p (T_2 - T_1);$$

изменение внутренней энергии по уравнению, общему для всех процессов,

$$U_2 - U_1 = m\bar{c}_v (T_2 - T_1).$$

Пример 7.2. Найти, какая часть теплоты, подведенной в изобарном процессе к двухатомному идеальному газу, расходуется на увеличение его внутренней энергии.

Р е ш е н и е. Удельное количество теплоты, подведенное в изобарном процессе, определяется по уравнению (7.9):

$$q_{1-2} = \overline{c}_p (T_2 - T_1)$$

Из этого количества теплоты на увеличение внутренней энергии затрачивается [см. уравнение (7.6)]

$$u_2 - u_1 = \overline{c}_v (T_2 - T_1).$$

Следовательно, доля теплоты, затрачиваемая на изменение внутренней энергии:

$$(u_2 - u_1)/q_{1-2} = [\overline{c}_v (T_2 - T_1)]/[\overline{c}_p (T_2 - T_1)] = \overline{c}_v/\overline{c}_p.$$

Для двухатомных газов отношение $\overline{c}_v/\overline{c}_p = 1/k = 1/1{,}4 = 0{,}71$. Следовательно, из всей теплоты, подведенной в этом процессе на изменение внутренней энергии идеального двухатомного газа, т. е. на повышение его температуры, расходуется 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° С. Найти конечный объем азота, совершенную им работу и подведенную теплоту.

Р е ш е н и е. 1. Предварительно по приложению 3 находим, что для азота удельная газовая постоянная $R_0 = 296{,}8$ Дж/(кг·К).

Находим начальный объем азота из уравнения состояния (3.7):

$$V_1 = mR_0T_1/p_1 = 0{,}5 \cdot 296{,}8 \cdot 373/(0{,}3 \cdot 10^6)\ м^3 = 0{,}184\ м^3.$$

Теперь найдем конечный объем: $V_2 = V_1T_2/T_1 = 0{,}184 \cdot 573/373\ м^3 = 0{,}284\ м^3$.

2. Определим работу изменения объема:

$$L_{1-2} = p(V_2 - V_1) = 0{,}3 \cdot 10^6 (0{,}284 - 0{,}184)\ Дж = 30 \cdot 10^3\ Дж = 30\ кДж.$$

Работа изменения давления $W_{1-2} = 0$.

3. Определим теплоту, подведенную к газу, по формуле (7.9) с заменой разности $(T_2 - T_1)$ на $(t_2 - t_1)$. Из приложения 4 находим, что средняя удельная изобарная теплоемкость при средней температуре в данном процессе $t = (t_1 + t_2)/2 = (300 + 100)/2°С = 200°$ С равна 1,052 кДж/(кг·К). Следовательно, $Q_{1-2} = m\overline{c}_p (t_2 - t_1) = 0{,}5 \cdot 1{,}052 \cdot 10^3 (300 - 100)\ Дж = 105{,}2$ кДж.

Задачи

7.5. 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.

7.6. Воздух объемом 3 м³ при температуре 10° 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 $\overline{c}_p = 1{,}008$ кДж/(кг·К).

Ответ: $p = 120$ кПа; $L_{1-2} = 160$ кДж.

7.7. Воздух при начальных условиях $V_1 = 0{,}05$ м³, $T_1 = 850$ К и $p = 3$ МПа расширяется при постоянном давлении до

объема $V_2 = 0{,}10$ м³. Найти конечную температуру, подведенную теплоту, изменение внутренней энергии и работу расширения объема.

Ответ: $T_2 = 1760$ К; $Q = 619$ кДж; $L_{1,2} = 150$ кДж, $U_2 - U_1 = 469$ кДж.

7.8. Газы, двигаясь по дымовой трубе при постоянном давлении, охлаждаются от 350 до 294° С. Найти, во сколько раз площадь верхнего отверстия трубы должна быть меньше площади нижнего отверстия при сохранении одинаковой скорости газов в ней.

Ответ: в 1,1 раза.

7.9. Компрессор подает 1,5 м³/мин воздуха давлением 0,8 МПа при температуре 207° С. Для охлаждения сжатый воздух проходит при постоянном давлении трубчатый водяной холодильник, при выходе из которого имеет температуру 47° С. Найти массовый расход охлаждающей воды, если при входе в холодильник она имеет температуру 12° С, а при выходе 28° С. Теплоемкость воздуха $\overline{c}_p = 1{,}013$ кДж/(кг·К), теплоемкость воды 4,19 кДж/(кг·К).

Ответ: 1259 кг/ч.

7.10. Воздух объемом 0,2 м³ и давлением 0,2 МПа подогревается в цилиндре диаметром 0,5 м от 18 до 182° С при постоянном давлении. Найти работу расширения воздуха и расстояние, на которое при этом передвигается поршень в цилиндре, а также подведенную теплоту.

Ответ: $L_{1,2} = 22{,}5$ кДж; $s = 0{,}63$ м; $Q = 79{,}3$ кДж.

§ 7.5. Физический смысл газовой постоянной. Уравнение Майера

Из уравнения (7.6) следует

$$R_0 = l_{1,2} / (T_2 - T_1), \qquad (7.10)$$

где R_0 — удельная газовая постоянная; $l_{1,2}$ — удельная работа изменения объема идеального газа при постоянном давлении; T_1 и T_2 — начальная и конечная температуры газа.

Удельная газовая постоянная равна отношению удельной работы изменения объема идеального газа в изобарном процессе к изменению температуры в процессе.

Одной из важнейших зависимостей между изобарной и изохорной теплоемкостями идеального газа является уравнение Майера, которое выводится следующим образом.

Записываем уравнение первого начала термодинамики в виде

$$q_{1,2} = u_2 - u_1 + l_{1,2}. \qquad (a)$$

Так как для любого процесса идеального газа

$$u_2 - u_1 = \overline{c}_v (T_2 - T_1),$$

а для изобарного процесса $l_{1,2} = R_0 (T_2 - T_1)$, то уравнение (в) можно представить в таком виде:

$$q_{1,2} = \overline{c}_v (T_2 - T_1) + R_0 (T_2 - T_1)$$

или

$$q_{1,2} = (\overline{c}_v + R_0)(T_2 - T_1). \qquad (г)$$

Сопоставляя уравнения (г) и (7.9), получим

$$\overline{c}_p (T_2 - T_1) = (\overline{c}_v + R_0)(T_2 - T_1)$$

или после сокращения на разность $T_2 - T_1$

$$\overline{c}_p = \overline{c}_v + R_0.$$

Перенеся $\overline{c}_v$ в левую часть уравнения, имеем

$$\boxed{\overline{c}_p - \overline{c}_v = R_0.} \qquad (7.11)$$

Следовательно, *разность удельных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме для любого идеального газа равна удельной газовой постоянной.* В таком виде эта зависимость называется *уравнением Майера.*

Умножив обе части этого уравнения на молярную массу M, получим

$$M\overline{c}_p - M\overline{c}_v = MR_0$$

или

$$\boxed{\overline{c}_{\mu p} - \overline{c}_{\mu v} = R.} \qquad (7.12)$$

Это другой вид уравнения Майера, которое можно сформулировать так: *разность молярных теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме для любого идеального газа равна универсальной (молярной) газовой постоянной.*

§ 7.6. Изотермический процесс

Изотермическим процессом называется *такое изменение состояния рабочего тела, при котором температура его остается постоянной.* Условие протекания этого процесса: $T = \text{const}$.

В изотермическом процессе идеального газа используется соотношение между параметрами p и v в соответствии с законом Бойля—Мариотта:

$$v_2/v_1 = p_1/p_2$$

или

$$p_1v_1 = p_2v_2. \qquad (7.13)$$

Изотерму идеального газа строят на pv-диаграмме графическим определением нескольких точек, принадлежащих данной кривой, через которые затем проводят плавную линию. Для построения изотермы достаточно иметь пять точек.

Рассмотрим графический способ построения изотермы идеального газа — равнобокой гиперболы.

Допустим, что в осях p—v дана точка 1 с параметрами p_1 и v_1, через которую нужно провести изотерму идеального газа (рис. 7.5).

Проводим через эту точку горизонтальную и вертикальную прямые $1d$ и $1m$. Затем из начала координат 0 проводим луч $0a$ под произвольным углом к осям координат, но так, чтобы он пересек прямые $1m$ и $1d$. Из точек пересечения a и a' восстановим к этим прямым перпендикуляры, которые пересекутся в точке 2, принадлежащей искомой изотерме. Проводим из начала координат ряд лучей, например $0b$, $0c$ и $0d$, и, повторяя указанное построение, находим точки 3, 4 и 5, которые также будут принадлежать искомой изотерме. Проведя через эти точки плавную кривую, получим изотерму EF.

Для доказательства правильности данного способа построения изотермы рассмотрим треугольники $0bn$ и $0b'm$. Так как они подобны, то $bn/b'm = 0n/0m$. Из рис. 7.5 видно, что $bn = p_1$; $b'm = p_2$; $0n = v_2$ и $0m = v_1$.

На основании этих равенств написанную выше пропорцию можно представить в следующем виде: $p_1/p_2 = v_2/v_1$, откуда следует, что $p_1v_1 = p_2v_2$, а это значит, что точки 1 и 2 лежат на одной изотерме идеального газа.

Таким же способом можно доказать, что и другие точки 2, 4, 5 тоже лежат на этой изотерме. Следовательно, линия 1-2-3-4-5 является изотермой идеального газа.

Чем выше температура, при которой протекает изотермический процесс, тем выше должна располагаться изотерма, как показано на рис. 7.6, где $T_3 > T_2 > T_1$. Убедиться в сказанном нетрудно, если взять на изображенных изотермах какие-либо произвольные точки, найти для них удельные объемы и давления, а затем по уравнению состояния $pv = R_0T$ вычислить температуры для этих изотерм.

Удельную работу изменения объема в изотермическом процессе идеального газа определяют по уравнению

$$l_{1,2} = 2{,}3 p_1 v_1 \lg (v_2/v_1). \qquad (7.14)$$

где p_1 — начальное давление газа; v_1 и v_2 — начальный и конечный удельные объемы газа.

Если p_1 выражено в Па, v_1 и v_2 — в м³/кг, то $l_{1,2}$ должно быть выражено в Дж/кг.

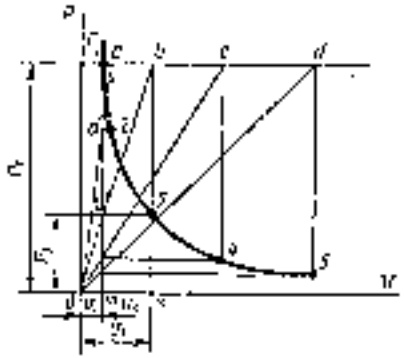


Рис. 7.5. Графический способ построения изотермы на pv-диаграмме

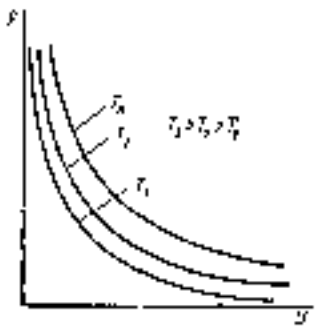


Рис. 7.6. Изотермы на pv-диаграмме при разных температурах

Уравнение (7.14) выводится с помощью высшей математики. Согласно уравнению (6.4) $l_{1,2} = \int_{v_1}^{v_2} p\,dv$; умножим и разделим подынтегральное выражение на v:

$$l_{1,2} = \int_{v_1}^{v_2} pv \cdot dv/v.$$

Имея в виду, что в изотермическом процессе идеального газа pv = const, вынесем это произведение за знак интеграла и проинтегрируем:

$$l_{1,2} = pv \int_{v_1}^{v_2} dv/v = p_1 v_1 \ln (v_2/v_1) = 2{,}3 p_1 v_1 \lg (v_2/v_1).$$

На основании формулы (7.13) $p_1 v_1 = p_2 v_2$ можно уравнение (7.14) переписать в таком виде:

$$l_{1,2} = 2{,}3 p_2 v_2 \lg (p_1/p_2). \qquad (7.15)$$

Удельная работа изменения давления в изотермическом процессе равна удельной работе изменения объема.

Это следует из полученного выше уравнения $l_{1,2} = p_1v_1 - p_2v_2 + w_{1,2}$. Так как в изотермическом процессе $p_1v_1 = p_2v_2$, то

$$\boxed{l_{1,2} = w_{1,2}} \qquad (7.16)$$

Удельную теплоту $q_{1,2}$, подводимую в изотермическом процессе к идеальному газу, определим из уравнения первого начала термодинамики:

$$q_{1,2} = u_2 - u_1 + l_{1,2}.$$

Изменение удельной внутренней энергии идеального газа в изотермическом процессе равно нулю в связи с тем, что $T_2 - T_1 = 0$,

$$u_2 - u_1 = \bar{c}_v (T_2 - T_1) = 0,$$

поэтому

$$\boxed{q_{1,2} = l_{1,2}} \qquad (7.17)$$

Следовательно, *при изотермическом расширении идеального газа к нему подводится теплота в количестве, эквивалентном работе расширения, а при изотермическом сжатии идеального газа теплота от газа отводится в количестве, эквивалентном работе сжатия.*

Пример 7.4. В компрессоре сжимается воздух массой 2 кг при постоянной температуре 200° С от $p_1 = 0,1$ МПа до $p_2 = 2,5$ МПа. Найти массу воды $m_в$, необходимую для охлаждения сжимаемого воздуха, если начальная температура воды 15° С, а конечная 50° С, удельная теплоемкость воды $c_в = 4,19$ кДж/(кг·К).

Решение: 1. Найдем работу сжатия

$$L_{1,2} = ml_{1,2} = 2,3mR_вT \lg (p_1/p_2).$$

Для воздуха $R_в = 287,1$ Дж/(кг·К) (см. приложение 3), поэтому $L_{1,2} = 2,3 \cdot 2 \cdot 287,1 \cdot 473 \cdot \lg (0,1/2,5)$ Дж $= -2,3 \cdot 2 \cdot 287,1 \cdot 473 \times \lg (2,5/0,1)$ Дж $= -2,3 \cdot 2 \cdot 287,1 \cdot 473 \cdot 1,398$ Дж $= -873,3 \times 10^3$ Дж $= -873,3$ кДж.

2. Так как в изотермическом процессе $Q_{1,2} = L_{1,2}$, то $Q_{1,2} = -873,3$ 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, пользуясь уравнением (5.1).

$$Q_{2,1} = m_в c_в (t_в'' - t_в'),$$

Из этого уравнения получаем

$$m_в = Q_{1,2}/[c_в (t_2'' - t_2')] = 673{,}3 \cdot 10^3/[4{,}19 \cdot 10^3 (50 - 15)] \text{ кг} = 5{,}95 \text{ кг}.$$

Задачи

7.11. Объем воздуха массой 1 кг при 40° С изотермически увеличен в 1,5 раза. Найти удельную работу изменения объема и подведенную теплоту.

Ответ: $l_{1,2} = q_{1,2} = 36{,}4$ кДж/кг.

7.12. При изотермическом сжатии азота массой 2,1 кг, взятого при 60° С и 0,1 МПа, отводится 340 кДж теплоты. Найти конечный объем и конечное давление.

Ответ: $V_2 = 0{,}356$ м³; $p_2 = 22{,}3$ кПа.

7.13. К воздуху объемом 0,1 м³ при давлении 1 МПа и постоянной температуре 200° С подводится 126 кДж теплоты. Найти конечные давление и объем.

Ответ: $p_2 = 283$ кПа; $V_2 = 0{,}35$ м³.

7.14. От воздуха объемом 0,1 м³ при начальном давлении 1 МПа к постоянной температуре отводится 126 кДж теплоты. Найти конечные давление и объем.

Ответ: $p_2 = 3{,}53$ МПа; $V_2 = 0{,}0278$ м³.

7.15. Воздух с начальным объемом 8 м³ при давлении 90 кПа и температуре 20° С изотермически сжимается до давления 0,8 МПа. Найти конечный объем и работу изменения объема.

Ответ: $V_2 = 0{,}859$ м³; $L_{1,2} = -1{,}55$ МДж.

7.16. Начальное состояние газа определяется параметрами $p_1 = 1$ МПа и $v_1 = 0{,}5$ м³/кг. Построить в осях p—v изотерму расширения.

7.17. Начальное состояние газа определяется параметрами $p_1 = 50$ кПа и $v_1 = 0{,}5$ м³/кг. Построить в осях p—v изотерму сжатия.

§ 7.7. Адиабатный процесс

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

Графически такой процесс изображается линией, которая называется *адиабатой.*

На pv-диаграмме линия 1-2 (рис. 7.7) представляет собой гиперболу, отличающуюся от изотермы более крутым падением. Уравнение адиабаты имеет вид

$$\boxed{pv^k = \text{const}} \qquad (7.18)$$

Здесь k — показатель адиабаты — величина, равная отношению молярной изобарной теплоемкости к молярной

изохорной теплоемкости или удельной изобарной теплоемкости к удельной изохорной теплоемкости:

$$k = \overline{c}_{p\,m}/\overline{c}_{v\,m} = \overline{c}_p/\overline{c}_v.$$

Уравнение адиабаты для идеальных газов выводится следующим образом.

Представим уравнение первого начала термодинамики в дифференциальной форме:

$$\delta q = du + \delta l = du + p dv. \qquad (а)$$

Как известно, $h = u + pv$, откуда

$$u = h - pv. \qquad (б)$$

После дифференцирования получим $du = dh - pdv - vdp$. Подставим значение du в уравнение (а):

$$\delta q = dh - pdv - vdp + pdv =$$

$$= dh - vdp. \qquad (в)$$

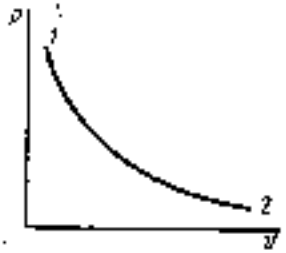


Рис. 7.7. Адиабата в осях $p - v$

В адиабатном процессе $\delta q = 0$, поэтому уравнения (а) и (в) можно представить в виде

$$du = -pdv; \qquad (г)$$

$$dh = vdp. \qquad (д)$$

Поделив уравнение (д) на уравнение (г), получим

$$dh/du = -vdp/(pdv), \text{ но } dh/du = k.$$

[Действительно, напишем уравнения (6.3) и (7.9а) для любых процессов: $u_2 - u_1 = \overline{c}_v (T_2 - T_1)$ и $h_2 - h_1 = \overline{c}_p (T_2 - T_1)$; в дифференциальной форме $du = c_v dT$ и $dh = c_p dT$. Имея это в виду, можно записать: $dh/du = c_p dT/(c_v dT) = c_p/c_v = k$.]

Итак, $k = dh/du = -vdp/(pdv)$, или $kpdv = -vdp$, или $kpdv + vdp = 0$.

Разделив левую и правую части этого уравнения на произведение pv, имеем

$$k du/v + dp/p = 0.$$

Интегрируя это уравнение, полагая $k = \text{const}$, получим

$$k \int du/v + \int dp/p = \ln C,$$

(где C — постоянная интегрирования)

или $k \ln v + \ln p = \ln C$; $\ln v^k + \ln p = \ln C$,

или $\ln pv^k = \ln C$,

откуда и получаем уравнение адиабаты

$$pv^k = C = \text{const}.$$

Для построения адиабаты в осях p—v часто используют графические методы. Однако все они громоздки и не совсем

точки. Наиболее просто и точно адиабату можно построить по вычисленным точкам. Этот способ заключается в том, что по заданным координатам точек начальной *1* (p_1 и v_1) и конечной *2* (p_2 и v_2) вычисляют координаты некоторой промежуточной точки x, которая должна лежать на данной адиабате.

Для нахождения указанных координат p_x и v_x пользуются уравнениями: $p_x = \sqrt{p_1 p_2}$; $v_x = \sqrt{v_1 v_2}$.

Докажем, что точка x с кординатами p_x и v_x принадлежит данной адиабате. Для этого рассмотрим произведение $p_x v_x^k$:

$$p_x v_x^k = \sqrt{p_1 p_2}\,(\sqrt{v_1 v_2})^k = \sqrt{(p_1 v_1^k)(p_2 v_2^k)}.$$

Если точки *1* и *2* лежат на адиабате, то $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$, а поэтому

$$p_x v_x^k = \sqrt{(p_1 v_1^k)(p_1 v_1^k)} = p_1 v_1^k.$$

Это значит, что точка x с параметрами p_x и v_x действительно принадлежит искомой адиабате, являясь промежуточной ее точкой между точками *1* и *2*.

Таким же способом находят вторую промежуточную точку между *1* и x и третью между x и *2*. Имея пять точек (две заданные и три найденные), можно провести искомую адиабату.

В адиабатном процессе параметры p и v связаны между собой уже известным нам уравнением $pv^k = \text{const}$. Значит, для точек *1* и *2* можем написать равенство

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k, \qquad (e)$$

из которого получаем

$$p_1/p_2 = (v_2/v_1)^k \qquad (7.19)$$

или

$$v_2/v_1 = (p_1/p_2)^{1/k}. \qquad (7.19a)$$

Чтобы найти зависимость между удельным объемом v и термодинамической температурой T для идеальных газов в адиабатном процессе для точек *1* и *2*, воспользуемся уравнением (е).

Имея в виду, что $v^k = vv^{k-1}$, уравнение (е) перепишем так:

$$p_1 v_1 v_1^{k-1} = p_2 v_2 v_2^{k-1}.$$

Но для идеальных газов $p_1v_1 = R_0T_1$, а $p_2v_2 = R_0T_2$, поэтому $R_0T_1v_1^{k-1} = R_0T_2v_2^{k-1}$ или $T_1v_1^{k-1} = T_2v_2^{k-1}$. Следовательно,

$$T_1/T_2 = (v_2/v_1)^{k-1} \tag{7.20}$$

или

$$v_2/v_1 = (T_1/T_2)^{1/(k-1)}. \tag{7.21}$$

Для нахождения зависимости между T и p для идеального газа в адиабатном процессе сопоставим уравнения (7.19л) и (7.21). Левые части этих уравнений равны между собой, значит, равны и правые:

$$(p_1/p_2)^{1/k} = (T_1/T_2)^{1/(k-1)}$$

или

$$\boxed{p_1/p_2 = (T_1/T_2)^{k/(k-1)}.} \tag{7.22}$$

Выведем формулу для определения удельной работы изменения объема в адиабатном процессе. Для этого воспользуемся уравнением первого начала термодинамики (6.2). В рассматриваемом процессе удельное количество подводимой или отводимой теплоты $q_{1,2} = 0$, поэтому

$$l_{1,2} = -(u_2 - u_1) = u_1 - u_2. \tag{7.23}$$

Это значит, что *положительная работа изменения объема в адиабатном процессе совершается за счет уменьшения внутренней энергии тела, а отрицательная работа (работа сжатия) увеличивает внутреннюю энергию его.* Так как в соответствии с формулой (6.3) $u_1 - u_2 = \overline{c}_v(T_1 - T_2)$, то можно записать, что в адиабатном процессе

$$l_{1,2} = \overline{c}_v(T_1 - T_2).$$

Значение работы $l_{1,2}$ часто удобнее определять не через разность температур, а через отношение удельных объемов или давлений. Согласно уравнению (5.4):

$$k = \overline{c}_p/\overline{c}_v = \overline{c}_{pm}/\overline{c}_{vm}.$$

Умножив числитель и знаменатель этого уравнения на разность $T_2 - T_1$, получим

$$k = \overline{c}_p(T_2 - T_1)/[\overline{c}_v(T_2 - T_1)].$$

Но согласно уравнению (6.3) $\overline{c}_v(T_2 - T_1) = u_2 - u_1$, а согласно уравнению (7.9я) $\overline{c}_p(T_2 - T_1) = h_2 - h_1$. Имея

в виду уравнения первого начала термодинамики (6.2) и (6.10), можно записать (для адиабатного процесса): $u_1 - u_2 = l_{1,2}$ и $h_1 - h_2 = \omega_{1,2}$, а поэтому

$$k = \omega_{1,2}/l_{1,2}, \tag{7.24}$$

откуда следует, что

$$\omega_{1,2} = kl_{1,2}. \tag{7.24а}$$

После подстановки этого значения $\omega_{1,2}$ в уравнение (6.8) получим

$$l_{1,2} = kl_{1,2} - p_1v_1 + p_2v_2.$$

После переноса в левую часть уравнения величины $kl_{1,2}$ получим $(k-1)\,l_{1,2} = p_1v_1 - p_2v_2$ или

$$l_{1,2} = (p_1v_1 - p_2v_2)/(k-1). \tag{7.25}$$

После подстановки в эту формулу R_0T_1 вместо p_1v_1 и R_0T_2 вместо p_2v_2 можно получить формулу для определения удельной работы изменения объема идеального газа, не содержащую удельного объема и давления:

$$l_{1,2} = R_0(T_1 - T_2)/(k-1). \tag{7.26}$$

Вынесем из уравнения (7.25) p_1v_1 за скобки:

$$l_{1,2} = p_1v_1[1 - p_2v_2/(p_1v_1)]/(k-1) \tag{7.27}$$

и используя уравнения (7.19) и (7.19а), получим формулы для подсчета удельной работы идеального газа в зависимости от соотношения объемов или давлений:

$$l_{1,2} = p_1v_1[1 - (v_1/v_2)^{k-1}]/(k-1); \tag{7.28}$$

$$l_{1,2} = p_1v_1[1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}]/(k-1). \tag{7.28а}$$

Для любой массы m работу изменения объема можно получить из этих двух уравнений, умножив левые и правые части их на m и имея в виду, что $ml_{1,2} = L_{1,2}$; $v_1m = V_1$ и $v_2/v_1 = V_2/V_1$:

$$L_{1,2} = p_1V_1[1 - (V_1/V_2)^{k-1}]/(k-1); \tag{7.29}$$

$$L_{1,2} = p_1V_1[1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}]/(k-1). \tag{7.29а}$$

Пример 7.5. Воздух массой 2 кг при давлении $p_1 = 1$ МПа и температуре $t_1 = 300°$ С расширяется по адиабате так, что объем газа увеличивается в 5 раз. Найти конечные объем, давление, температуру, работу изменения объема и изменение внутренней энергии.

Решение. Находим начальный объем газа V_1 из уравнения состояния (3.7):

$$V_1 = mR_0T_1/p_1.$$

Удельная газовая постоянная воздуха (из приложения 3) равна $R_0 = 287{,}1$ Дж/(кг·К), поэтому $V_1 = 2 \cdot 287{,}1 \cdot 573 / (1 \cdot 10^5)$ м^3 = = 0,33 м^3.

По условию конечный объем $V_2 = 5V_1$, поэтому $V_2 = 5 \times 0{,}33$ м^3 = 1,65 м^3.

Находим конечное давление p_2 из уравнения (7.19):

$$p_1/p_2 = (V_2/V_1)^k.$$

Примем для воздуха значение показателя адиабаты $k = 1{,}4$ (как для смеси двухатомных газов), тогда $p_1/p_2 = 5^{1{,}4} = 9{,}52$. Отсюда $p_2 = p_1/9{,}52 = 1 \cdot 10^5/9{,}52$ Па $\approx 0{,}1$ МПа.

Воспользовавшись уравнением состояния (3.7), найдем конечную температуру $T_2 = p_2 V_2/mR_0 = 0{,}1 \cdot 10^6 \cdot 1{,}65/(2 \cdot 287{,}1)$ К = = 287 К или $t_2 = (287 - 273)$ °С = 14° С.

Для вычисления работы $L_{1,2}$ используем уравнение (7.24а): $L_{1,2} = mR_0 (t_1 - t_2)/(k - 1) = 2 \cdot 287{,}1 \cdot (300 - 14)/(1{,}4 - 1)$ Дж = = $411 \cdot 10^3$ Дж = 411 кДж.

Изменение внутренней энергии в адиабатном процессе равно работе изменения объема, поэтому

$$U_2 - U_1 = -L_{1,2} = -411 \text{ кДж}.$$

Задачи

7.18. Воздух при начальных давлении 0,5 МПа и температуре 40° С адиабатно расширяется до давления 0,15 МПа. Во сколько раз должен увеличиться его объем и какова будет конечная температура?

Ответ: $V_2/V_1 = 2{,}36$; $t_2 = -51$° С.

7.19. Смесь светильного газа и воздуха ($k = 1{,}38$) давлением 90 кПа и температурой 50° 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.

7.20. Сжатый воздух при давлении 1 МПа и температуре 50° 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 $V_1 = 1$ м^3.

Ответ: $V_2/V_1 = 8{,}52$; $T_2 = 137$ К; $L_{1,2} = 1{,}44$ МДж.

7.21. Воздух при начальных давлении 0,1 МПа и температуре 15° С адиабатно сжимается до давления 0,9 МПа. Найти конечные удельный объем и температуру, а также удельную работу изменения давления.

Ответ: $v_2 = 0{,}191$ м^3/кг; $T_2 = 522$ К; $w = -234$ Дж/кг.

7.22. В цилиндре дизеля адиабатно сжимается воздух массой 0,03 кг, причем в начале сжатия объем цилиндра, заполняемого воздухом, равен 0,03 м^3, а давление 98,0 кПа. Чему равна температура воздуха в конце сжатия, если при этом объем его уменьшится в 13,5 раз?

Ответ: 1139 К.

7.23. В закрытом баллоне вместимостью 0,3 м³ заключен воздух при давлении 3 МПа и температуре 27° С. Часть воздуха из баллона перепускается в другой баллон, так что оставшаяся часть его в первом баллоне расширяется адиабатно до давления 1,5 МПа.

Найти массу воздуха, перепущенного во второй баллон, и давление внутри первого баллона после того, как температура заключенного там воздуха достигнет своего первоначального значения.

Ответ: $m = 4{,}1$ кг; $p_2 = 1{,}6$ МПа.

§ 7.8. Политропные процессы

Политропными называют *процессы, подчиняющиеся уравнению*

$$\boxed{pv^n = \text{const},} \tag{7.30}$$

в котором показатель политропы n может принимать любые значения от $-\infty$ до $+\infty$, а в зависимости от значения n будет изменяться и характер протекания процессов.

Можно показать, что ранее рассмотренные процессы тоже являются частными случаями политропных процессов при определенных значениях показателя политропы n.

Действительно, при $n = k$ уравнение $pv^n = \text{const}$ принимает вид

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

При $n = 1$ получаем

$pv = \text{const}$ — уравнение изотермического процесса для идеального газа.

При $n = 0$ $pv^0 = \text{const}$, но так как $v^0 = 1$, то окончательно получаем

$p = \text{const}$ — уравнение изобарного процесса.

При $n = \pm\infty$ уравнение политропы обращается в уравнение

$v = \text{const}$ — уравнение изохорного процесса.

Для доказательства этого нужно лишь предварительно из обеих частей уравнения $pv^n = \text{const}$ извлечь корень степени n: $p^{1/n}v = \text{const}$.

Подставляя затем в это равенство $n = \pm\infty$, получаем $p^{1/\infty}v = \text{const}$, но $1/\infty = 0$ и $p^0 = 1$, следовательно, $v = \text{const}$.

Как видим, все четыре основных термодинамических процесса действительно обобщаются уравнением $pv^n = \text{const}$.

Взаимное расположение изобары, изотермы, адиабаты и изохоры, проходящих через одну общую точку на pv-диаграмме, показано на рис. 7.8.

Показатель политропы можно определить по заданным двум ее точкам с известными параметрами. Пусть, например, известны параметры точек 1 (p_1, v_1) и 2 (p_2, v_2), через которые проходит политропа, и требуется найти ее показатель. На уравнения (7.30) имеем: $p_1v_1^n = p_2v_2^n$ или $p_1/p_2 = (v_2/v_1)^n$.

Логарифмируя это уравнение, получим

$$n = \lg(p_1/p_2)/\lg(v_2/v_1). \tag{7.31}$$

Замена в этой формуле отношений p_1/p_2 и v_2/v_1 одновременно обратными отношениями p_2/p_1 и v_1/v_2 не влияет на результат, поэтому для упрощения вычислений значений n по формуле (7.31) рекомендуется записывать ее в таком виде, чтобы отношение давлений в числителе и отношение объемов в знаменателе были бы больше единицы.

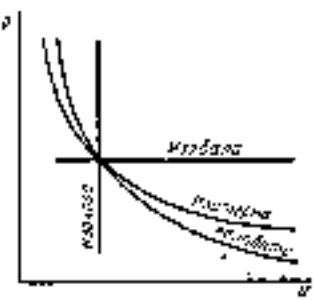


Рис. 7.8. Взаимное расположение линий основных термодинамических процессов, проходящих через одну общую точку на pv-диаграмме

На pv-диаграмме политропу можно построить таким же способом, как и адиабату, т. е. по точкам с заменой в уравнениях для p_x и v_x показателя k на показатель n.

Уравнение политропного процесса $pv^n = \text{const}$ отличается от уравнения адиабатного процесса $pv^k = \text{const}$ только показателями степени при v. Следовательно, для нахождения связей между параметрами p и v, а для идеальных газов — также между v и T, p и T могут быть использованы уравнения (7.19), (7.19а), (7.21) и (7.22) с заменой в них показателя адиабаты k на показатель политропы n:

$$p_2/p_1 = (v_1/v_2)^n; \tag{7.32}$$

$$v_2/v_1 = (p_1/p_2)^{1/n}. \tag{7.32а}$$

Для идеальных газов:

$$v_2/v_1 = (T_1/T_2)^{1/(n-1)}; \tag{7.33}$$

$$p_1/p_2 = (T_1/T_2)^{n/(n-1)}. \tag{7.33а}$$

Таким же способом из уравнений для работ $l_{t,1}$ и $L_{t,1}$ в адиабатном процессе получаем и уравнения для этих же работ в политропном процессе:

$$l_{1,2} = p_1v_1[1 - (v_2/v_1)^{n-1}]/(n-1); \quad (7.34)$$

$$l_{1,2} = p_1v_1[1 - (p_2/p_1)^{(n-1)/n}]/(n-1); \quad (7.34а)$$

$$L_{1,2} = p_1V_1[1 - (V_2/V_1)^{n-1}]/(n-1); \quad (7.35)$$

$$L_{1,2} = p_1V_1[1 - (p_2/p_1)^{(n-1)/n}]/(n-1). \quad (7.35а)$$

Уравнения удельной работы изменения давления в политропном процессе можно получить из соответствующих уравнений адиабатного процесса с заменой показателя k на показатель n.

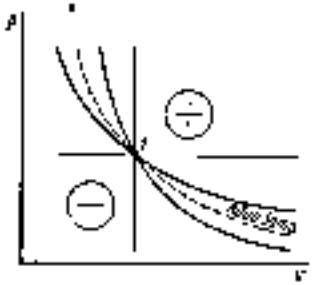


Рис. 7.9. Во всех процессах, проходящих через точку 1 и расположенных выше адиабаты, теплота подводится, а расположенных ниже адиабаты — отводится.

По аналогии с уравнением (7.24а) можно написать

$$w_{t,1,2} = nl_{t,1,2}. \quad (7.36)$$

Из этого уравнения получается правило графического определения показателя политропы n на pv-диаграмме. Для этого достаточно разделить удельную работу изменения давления $w_{t,1,2}$ на удельную работу изменения объема $l_{t,1,2}$:

$$n = w_{t,1,2}/l_{t,1,2}.$$

Рассмотрим характер протекания политропных процессов. Адиабата, проведенная на pv-диаграмме через любую точку, например через точку 1 (рис. 7.9), разделяет поле диаграммы на две области: выше адиабаты протекают процессы с подводом теплоты (с положительным теплообменом), а ниже — с отводом теплоты (с отрицательным теплообменом).

Для вывода формулы, по которой можно найти подведенную теплоту в каком-нибудь политропном процессе 1—2 идеального газа, используем уравнение первого начала термодинамики $q_{1,2} = (u_2 - u_1) + l_{t,1,2}$. Так как для идеальных газов $u_2 - u_1 = \bar{c}_v(T_2 - T_1)$ и $l_{t,1,2} = R_0(T_2 - T_1)/(n-1)$, то

$$q_{1,2} = \bar{c}_v(T_2 - T_1) - R_0(T_2 - T_1)/(n-1)$$

или

$$q_{1,2} = [\bar{c}_v - R_0/(n-1)](T_2 - T_1).$$

Основные формулы для термодинамических процессов приведены в приложении 9.

Пример 7.6. Воздух с начальным объемом 8 м³ и начальной температурой $t_1 = 20°$ С сжимается по политропе с показателем $n = 1{,}2$ от давления $p_1 = 0{,}09$ МПа до давления $p_2 = 0{,}81$ МПа. Найти конечные температуру, объем воздуха и работу изменения объема.

Р е ш е н и е. 1. Находим конечную температуру из уравнения (7.31а):

$$T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(n-1)/n} = 293 (0{,}81/0{,}09)^{(1{,}2-1)/1{,}2} \text{ К} =$$

$$= 293 \cdot 9^{0{,}2/1{,}2} \text{ К} \approx 423 \text{ К}.$$

2. Определяем конечный объем V_2, руководствуясь уравнением (3.4): $p_1 v_1 / T_1 = p_2 v_2 / T_2$. Заменяя в нем v_1 и v_2 на V_1 и V_2, получим

$$V_2 = (V_1 p_1 / p_2)\,(T_2/T_1) = (8 \cdot 0{,}09/0{,}81)\,(423/293) \text{ м}^3 = 1{,}28 \text{ м}^3.$$

3. Находим работу изменения объема:

$$L_{1,2} = (p_1 V_1 - p_2 V_2)/(n-1) = (0{,}09 \cdot 10^6 \cdot 8 - 0{,}81 \cdot 10^6 \cdot 1{,}28)/$$
$$/(1{,}2 - 1) \text{ Дж} = -1{,}58 \cdot 10^6 \text{ Дж} = -1{,}58 \text{ МДж}.$$

Пример 7.7. Определить условия протекания политропного процесса расширения двухатомного газа с показателем $n = 1{,}32$.

Р е ш е н и е. В данном случае $n < k$, следовательно, линия процесса должна идти выше адиабаты, а это значит, что теплота подводится к газу извне (рис. 7.9). В то же время $n > 1$, поэтому линия процесса должна идти ниже изотермы, и температура газа должна понижаться, а внутренняя энергия — уменьшаться. Это значит, что работа, совершаемая газом в политропном процессе расширения с показателем $n = 1{,}32$, производится не только за счет подвода теплоты, но отчасти и за счет внутренней энергии газа.

Пример 7.8. Процесс расширения газа происходит по политропе с показателем $n = 0{,}8$. Определить условия протекания процесса.

Р е ш е н и е. 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 подводится к газу извне в большем количестве, чем это нужно для совершения работы $L_{1,2}$, поэтому часть подведенной теплоты идет на увеличение его внутренней энергии.

Пример 7.9. Воздух в компрессоре сжимается политропно с показателем $n = 1{,}15$. Определить условия протекания процесса.

Р е ш е н и е. В этом процессе $1 < n < k$, следовательно, линия процесса лежит между изотермой и адиабатой. Поэтому теплота от газа отводится (так как данная политропа располагается ниже адиабаты), но температура воздуха повышается (так как политропа располагается выше изотермы). Практически во избежание значительного повышения температуры сжимаемого воздуха стенки цилиндра компрессора охлаждают водой.

Задачи

7.24. Газ, занимающий объем 6 м³, сжимается политропно от давления 1 МПа до 4 МПа с уменьшением объема до 2 м³. Найти показатель политропы и работу изменения объема.

Ответ: $n = 1{,}26$; $L_{1,2} = -7{,}69$ МДж.

7.25. Воздух объемом 3 м³ расширяется от давления 0,55 МПа и температуры 45° С до давления 1,5 МПа и занимает после этого объем 10 м³. Найти показатель политропы, конечную температуру и работу изменения давления.

Ответ: $n = 1,08$; $T_2 = 290$ К; $W_{1,2} = 2,03$ МДж.

7.26. Воздух объемом 1,5 м³ сжимают от давления 0,1 МПа и температуры 17° С до давления 0,7 МПа и температуры 100° С. Найти показатель политропы и работу изменения объема.

Ответ: $n = 1,15$; $L_{1,2} = -280$ кДж.

7.27. Найти работу изменения объема, изменение внутренней энергии и подведенную теплоту при политропном расширении воздуха массой 5 кг при условии, что его начальная температура $t_1 = 150°$ С, конечная $t_2 = 50°$ С и показатель политропы $n = 1,3$.

Ответ: $L_{1,2} = 478$ кДж; $\Delta u = -361$ кДж; $Q = 117$ кДж.

7.28. Воздух расширяется политропно с показателем $n = 1,45$. Будет ли при этом температура воздуха повышаться или понижаться?

Ответ: температура будет понижаться.

7.29. Воздух совершает работу изменения объема, расширяясь политропно с показателем $n = 1,35$. Объяснить, совершается ли эта работа только за счет подведенной теплоты или также и за счет внутренней энергии воздуха?

Ответ: работа изменения объема будет производиться за счет подводимой теплоты и за счет внутренней энергии воздуха.

7.30. Как отразится на показателе политропы расширение газов в цилиндре двигателя внутреннего сгорания, увеличение притока охлаждающей воды?

Ответ: показатель политропы уменьшится.

7.31. Газ сжимается политропно с показателем $n = 0,9$. Как при этом будет изменяться внутренняя энергия газа?

Ответ: внутренняя энергия будет уменьшаться.

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 изобарного 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?

Глава 8

ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 8.1. Общие понятия. Формулировки второго начала термодинамики

Как известно из предыдущих глав, первое начало термодинамики устанавливает количественные зависимости при взаимных превращениях энергии в термодинамических процессах. На основании первого начала термодинамики можно было бы считать осуществимым любой термодинамический процесс при одном только непременном условии, что бы он не противоречил закону сохранения и превращения энергии.

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 этого превращения.

Кроме того, второе начало термодинамики вводит очень важное понятие энтропии как параметра состояния вещества.

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 (лорда 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; самопроизвольный же переход теплоты от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой невозможен.

Постулат Томсона—Кельвина (1852) известен как утверждение о невозможности построения вечного теплового двигателя (perpetuum mobile) второго рода, т. е. двигателя, полностью превращающего теплоту в работу. Согласно этому постулату из всей теплоты, полученной от источника теп-

лоты с высокой температурой—теплоотдатчика, только часть ее может быть превращена в работу, остальная же часть должна быть отведена в теплоприемник с относительно низкой температурой. Другими словами, для работы теплового двигателя необходимы по крайней мере два тепловых источника различной температуры.

Этим и объясняется причина, по которой нельзя перевести в работу теплоту окружающего нас атмосферного воздуха или теплоту воды морей и океанов при отсутствии источников теплоты с более низкой температурой, чем температура атмосферного воздуха или воды морей. Если было бы возможно обойтись без таких источников теплоты—теплоприемников, то, учитывая колоссальный запас энергии воды океанов и морей, можно было бы создать практически вечный двигатель второго рода, который работал бы только за счет теплоты теплоотдатчиков — этого единственного источника теплоты.

Подсчитано, что, если бы все теплосиловые установки нашей планеты работали за счет теплоты Мирового океана, который был бы единственным источником теплоты, то за 1700 лет его температура понизилась бы только на 0,01°.

Второе начало термодинамики, являющееся, как и первое начало, фундаментальным законом природы, имеет большое научное, прикладное значение.

§ 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 цилиндр под поршнем. Если к газу подводить теплоту, то он будет расширяться и, следовательно, совершать работу. Этот процесс может быть изобарным, изотермическим или в общем случае политропным. Но такой процесс не может длиться бесконечно: должен наступить момент, когда под действием расширяющегося 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 процесс сжатия, которым рабочее тело возвращалось бы в первоначальное состояние, т. е. совершило бы *круговой процесс*, или *цикл*.

В результате совершения цикла рабочее тело возвращается в свое начальное состояние, после чего оно может повторять снова такие циклы.

В зависимости от того, как будут протекать процессы расширения и сжатия, линия сжатия на *pv*-диаграмме может располагаться под линией расширения (рис. 8.1) или над ней (рис. 8.2). Как видно из этих рисунков, расположение линии сжатия под линией расширения определяет направление линии цикла по ходу часовой стрелки и, наоборот,

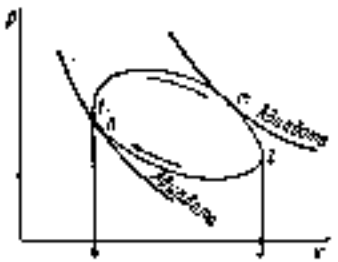


Рис. 8.1. *pv*-диаграмма прямого цикла

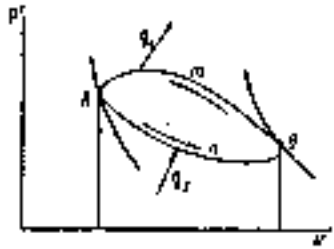


Рис. 8.2. *pv*-диаграмма обратного цикла

расположение линии сжатия над линией расширения — против хода часовой стрелки. В дальнейшем первый из этих циклов будем называть п р я м ы м, а второй — о б р а т н ы м.

В прямом цикле (рис. 8.1) 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 положительная работа, которая может быть использована для приведения в действие станков, электрических генераторов и т. п.

Следовательно,

$$|L_1| - |L_2| = |L_0|,^*$$

где L_1 — положительная работа цикла; L_2 — отрицательная работа цикла; L_0 — работа цикла теплового двигателя, графически изображаемая на *pv*-диаграмме площадью, ограниченной линией цикла.

* Выделение какой-либо величины двумя вертикальными линиями означает абсолютное значение ее (например, $|L|$ означает абсолютное значение работы).

По прямым циклам работают тепловые двигатели (паровые и газовые турбины, двигатели внутреннего сгорания и др). Простейшая схема теплового двигателя показана на рис. 8.3. Здесь теплота Q_1 подводится к рабочему телу от источника теплоты — теплоотдатчика с относительно 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 (т. е. к тем же значениям параметров состояния), которое оно имело в начале цикла, то значения внутренней энергии как параметра состояния в начале и в конце цикла одинаковы, т. е. $u_2 = u_1$ или $u_2 - u_1 = 0$.

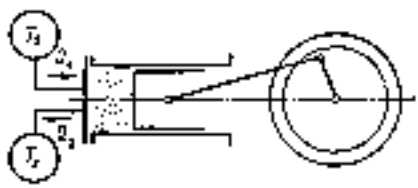


Рис. 8.3. Простейшая система тел, участвующих в совершении прямых термодинамических циклов

Поэтому уравнение первого начала термодинамики для кругового процесса может быть написано в следующем виде:

$$|Q_1| - |Q_2| = |L_0|.$$

Из этого уравнения видно, что в прямом цикле разность $|Q_1| - |Q_2|$ равна работе $|L_0|$, которая на *pv*-диаграмме изображается, как было указано, площадью, ограниченной линией цикла.

Чем большая доля теплоты, полученной в прямом цикле, переведена в работу, тем цикл с точки зрения использования подведенной теплоты выгоднее. Экономичность прямого цикла оценивается термическим коэффициентом полезного действия теплового двигателя, обозначаемым греческой буквой η (эта) с индексом «t». *Термический к. п. д.* η_t является отношением полученной работы в цикле к затраченному количеству теплоты:

$$\eta_t = |L_0| / |Q_1| \qquad (8.1)$$

или

$$\eta_t = (|Q_1| - |Q_2|)/|Q_1| = 1 - |Q_2|/|Q_1|, \qquad (8.2)$$

где $|Q_1|$ и $|Q_2|$ — абсолютные значения подведенной и отведенной теплоты; $|L_0|$ — абсолютное значение полученной работы.

Из уравнения (8.2) видно, что термический к. п. д. теплового двигателя η_t тем больше, чем меньше $|Q_2|$ при данном значении $|Q_1|$, т. е. чем меньше теплоты отводится в теплоприемник. В пределе η_t равен единице, когда $|Q_2| = 0$. Однако отвод теплоты в теплоприемник — необходимое условие работы любого периодически действующего двигателя, поэтому $|Q_2|$ не может равняться нулю. Вследствие этого η_t никогда не может достигнуть значения, равного единице.

Возникает вопрос, какой же цикл имеет наивысший термический к. п. д. в данных температурных границах? Ответ на этот вопрос дал Сади Карно. В труде «Рассуждения о движущей силе огня» он поставил перед собой вопрос: «Возможно ли безграничное усовершенствование паровой машины в смысле увеличения ее к. п. д. или есть граница, которую природа вещей мешает перешагнуть каким-либо образом?»

Разбирая этот вопрос, Карно указал на обратимый прямой цикл, ставший основой теории тепловых двигателей и названный его именем. Этот цикл подробно рассматривается ниже (в § 8.3).

Если провести цикл в обратном направлении, т. е. против хода часовой стрелки, как показано на рис. 8.2, 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, равную в масштабе площади цикла.

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 является теплоотдатчиком, в обратном цикле становится теплоприемником, а тот, который в прямом цикле был теплоприемником, становится теплоотдатчиком.

По обратным циклам работают холодильные машины. Для совершения обратного цикла затрачивается внешняя работа

$$|L_0| = |Q_1| - |Q_2|, \qquad (8.3)$$

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 к. п. д.*, обозначаемого греческой буквой χ (хи) с индексом «х».

Холодильный к. п. д. есть отношение отводимой в обратном цикле теплоты $|Q_2|$ к затраченной работе $|L_0|$:

$$\chi_t = |Q_2|/|L_0| = |Q_2|/(|Q_1| - |Q_2|). \qquad (8.3a)$$

Пример 8.1. При совершении некоторого обратного цикла в тепловом двигателе к рабочему телу подводится теплота в количестве 420 МДж; при этом двигатель совершает работу 196 МДж. Чему равен термический к. п. д. цикла?

Решение.

$$\eta_t = |L_0|/|Q_1| = 196 \cdot 10^6/(420 \cdot 10^6) = 0{,}468 \text{ (или } 46{,}8\%).$$

Следовательно, в этом цикле в работу переводится 46,8% всей теплоты, получаемой рабочим телом от теплоотдатчика, а остальные 53,2% отводятся в холодильник.

Задачи

8.1. К газу в круговом процессе подводится теплота в количестве 250 кДж. Термический к. п. д. цикла равен 0,46. Подсчитать полученную при этом работу изменения объема.

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 к. п. д. этого кругового процесса.

Ответ. 58,8%.

§ 8.3. Цикл Карно теплового двигателя

Все реальные процессы — необратимые, поэтому и циклы, по которым работают тепловые машины, являются также необратимыми, а следовательно, неравновесными.

Чтобы можно было упростить исследование таких циклов и, в частности, изображать их графически, необходимо, чтобы они были равновесными, т. е. состояли только из равновесных процессов. Такие циклы и рассматриваются в дальнейшем.

Цикл Карно теплового двигателя — обратимый, т. е. равновесный круговой процесс, совершаемый между двумя источниками теплоты с постоянными температурами (теплоотдатчика — T_1; теплоприемника — T_2) и рабочим телом — идеальным газом.

Допустим, имеется двигатель со съемной идеальной тепловой изоляцией, не допускающей теплообмена между рабочим телом массой 1 кг, совершающим процесс, и окружающей средой. Однако при снятии изоляции рабочее тело может периодически сообщаться с теплоотдатчиком, имеющим температуру T_1, и с теплоприемником, температура которого T_2 (рис. 8.4), причем $T_1 > T_2$. Полагаем, что отвод от теплоотдатчика или подвод к теплоприемнику некоторого количества теплоты не влияет на их температуры, которые, таким образом, в процессе совершения цикла остаются неизменными.

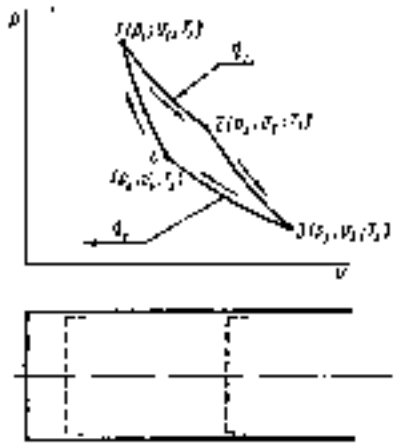


Рис. 8.4. *pv*-диаграмма цикла Карно теплового двигателя

При указанных условиях прямой цикл Карно протекает следующим образом. Обозначим параметры газа при левом крайнем положении поршня через p_1, v_1 и T_1 (точка *1* на рис. 8.4). В этот момент рабочее тело сообщается с теплоотдатчиком, у которого температура также равна T_1. При движении поршня вправо давление газа в цилиндре уменьшается, а удельный объем увеличивается. Так будет продолжаться до прихода поршня в положение, определяемое точкой *2*, с параметрами рабочего тела p_2, v_2 и T_1. Температура в этом процессе остается неизменной, так как температура рабочего тела и теплоотдатчика в процессе расширения *1-2* одинаковы. 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 придет в крайнее правое положение (точка *3*), процесс расширения закончится и давление, и удельный объем газа будут p_3, v_3, а температура газа понизится до значения T_2, т. е. станет равной температуре теплоприемника.

При этом положении поршня изоляция снимается и рабочее тело в цилиндре сообщается с теплоприемником. Если теперь увеличивать давление на поршень, то он будет перемещаться влево при неизменной температуре рабочего тела T_2. Следовательно, этот процесс сжатия будет изотермическим. В этом процессе удельная теплота $|q_2|$ перейдет от рабочего тела в теплоприемник.

Когда поршень, двигаясь влево, придет в положение, определяемое точкой *4*, рабочее тело с параметрами p_4, v_4 и T_2 отъединяют от теплоприемника.

Дальнейшее сжатие рабочего тела совершается по адиабате *4-1* с повышением температуры. Положение поршня в точке *4*, когда теплоприемник отъединяется от рабочего тела, выбирается так, чтобы обеспечить приход поршня в крайнее левое, т. е. исходное положение с параметрами рабочего тела, равными первоначальным значениям p_1, v_1 и T_1. Дальше цикл может повторяться тем же самым способом.

Таким образом, весь 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 $|q_2|$ отводятся при постоянных температурах соответственно T_1 и T_2, равных температурам теплоотдатчика и теплоприемника, и выполняются условия обратимости процесса (отсутствие трения и потерь в окружающую среду, равенство температур источников теплоты и рабочего тела во время подвода и отвода теплоты, равенство давлений и температур во всей массе рабочего тела), то рассмотренный цикл Карно является о б р а т и м ы м.

Определим термический к. п. д. цикла Карно для идеального газа. Для любого цикла, совершаемого рабочим телом массой 1 кг, термический к. п. д. определяется по формуле (8.2):

$$\eta_t = 1 - |q_2|/|q_1|.$$

Так как в данном случае подвод и отвод теплоты происходят по изотермам *1-2* и *3-4*, то в соответствии с уравнениями (3.6) и (7.14) имеем:

$$|q_1| = 2{,}3R_0T_1 \lg (v_2/v_1); \qquad (а)$$

$$|q_2| = 2{,}3R_0T_2 \lg (v_3/v_4). \qquad (б)$$

Следовательно,

$$\eta_t = 1 - 2{,}3R_0T_2 \lg (v_3/v_4)/[2{,}3 R_0T_1 \lg (v_2/v_1)]. \qquad (в)$$

Производя сокращения, получим

$$\eta_t = 1 - T_2 \lg (v_3/v_4)/[T_1 \lg (v_2/v_1)]. \qquad (г)$$

Но $v_2/v_1 = v_3/v_4$. Действительно, для адиабат $2{\cdot}3$ и $4{\cdot}1$ можем записать, что

$$v_2/v_3 = (T_4/T_1)^{1/(k-1)}, \qquad (д)$$

$$v_3/v_4 = (T_3/T_2)^{1/(k-1)}. \qquad (е)$$

Правые части формул (д) и (е) равны, следовательно, должны быть равны и левые, 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 на $\lg (v_3/v_4) = \lg (v_2/v_1)$ уравнения (г) получим расчетную формулу для определения термического к. п. д. прямого цикла Карно, т. е. цикла Карно теплового двигателя:

$$\boxed{\eta_t = 1 - T_2/T_1.} \qquad (8.4)$$

Анализируя уравнение (8.4), приходим к следующим выводам:

1) термический к. п. д. прямого цикла Карно тем больше, чем меньше отношение термодинамических температур теплоприемника и теплоотдатчика, т. е. чем меньше T_2 и больше T_1. Следовательно, для повышения экономичности прямого цикла Карно необходимо стремиться к повышению температуры теплоотдатчика и к понижению температуры теплоприемника;

2) термический к. п. д. теплового двигателя, работающего по циклу Карно, всегда меньше единицы; он был бы равен единице при температуре теплоотдатчика $T_1 = \infty$ или при температуре теплоприемника $T_2 = 0$ (т. е. при $t_2 = -273{,}15°C$), но практически оба эти условия неосуществимы;

3) при равенстве температур этих источников теплоты $T_1 = T_2$ термический к. п. д. прямого цикла Карно равен нулю: $\eta_t = 1 - T_2/T_1 = 1 - 1 = 0$.

По теореме Карно, которая здесь не рассматривается, термический к. п. д. любого обратимого цикла теплового двигателя не зависит ни от природы рабочего тела, ни от вида цикла, а зависит исключительно от отношения термодинамических температур теплоотдатчика и теплоприемника.

Это значит, что термический к. п. д. любого обратимого цикла теплового двигателя определяется по той же формуле, что и для цикла Карно.

Определим значения этого коэффициента для паровой машины, если бы она работала по обратимому циклу.

Примем, что температура теплоотдатчика равна температуре пара, поступающего в цилиндр паровой машины, например 190° С, а температура теплоприемника — температуре отработавшего пара, поступающего в конденсатор, например 60° С. Тогда термический к. п. д. такого парового двигателя при работе по обратимому циклу: $\eta_t = 1 - T_2/T_1 = 1 - (60 + 273)/(190 + 273) = 1 - 0{,}72 = 0{,}28$ (28%).

В действительности же паровая машина, работающая при указанных температурах пара, вследствие необратимости протекающих в ней процессов имеет к. п. д., равный примерно 6—8%.

Для двигателя внутреннего сгорания высшей температурой в цикле является температура сгорания рабочей смеси, которую можно принять равной 2000° С, а низшей — температура окружающего воздуха, т. е. примерно 30° С. Если принять, что эти температуры являются соответственно температурами теплоотдатчика и теплоприемника, то η_t обратимого цикла: $\eta_t = 1 - (30 + 273)/(2000 + 273) \approx \approx 0{,}867$ (86,7%).

В действительности к. п. д. этих двигателей не превышает 40%.

Несмотря на то что обратимый цикл теплового двигателя, в частности цикл Карно, в заданных температурных границах дает наилучшее использование теплоты, тепловых двигателей, работающих по обратимым циклам, не существует. Объясняется это тем, что практически невозможно выполнить условия обратимости: отсутствие трения и потерь теплоты в окружающую среду, равенство температур рабочего тела и теплоотдатчика при подводе теплоты, равенство температур теплоприемника и рабочего тела при отводе теплоты и др.

Кроме того, если *pv*-диаграмму цикла Карно построить в масштабе, то она будет относительно узкой и длинной.

Для осуществления такого цикла потребовалась бы машина с большим ходом поршня, а значит, тихоходная (с небольшой частотой вращения коленчатого вала). В итоге экономичность, связанная с высоким термическим к. п. д. цикла Карно, сводилась бы на нет громоздкостью машины, большой ее стоимостью и другими недостатками.

Тем не менее цикл Карно, как и любой обратимый цикл, имеет для теплотехники важное значение. Он позволяет определить наивысшее возможное значение термического к. п. д., следовательно, предельное использование теплоты, которое может быть теоретически получено в заданных температурных границах. Таким образом, прямой обратимый цикл является эталоном, с которым можно сравнивать экономичность реально существующих двигателей. Чем термический к. п. д. реального (необратимого) цикла какого-либо двигателя больше приближается к термическому к. п. д. обратимого цикла, осуществляемого в тех же температурных границах, тем этот двигатель термодинамически совершеннее.

§ 8.4. Цикл Карно холодильной машины

Цикл Карно холодильной машины протекает следующим образом (рис. 8.5). Пусть в начале цикла рабочее тело (идеальный газ) массой 1 кг находится в цилиндре холодильной машины при давлении p_1, термодинамической температуре T_1, равной температуре теплоотдатчика, и удельном объеме v_1 (точка *1*). Цилиндр полностью изолирован от внешней среды, и перемещение поршня вправо при уменьшении давления до p_2 происходит по адиабате *1-2*, причем в точке *2* температура газа снизится до T_2, равной температуре теплоприемника, при этом удельный объем станет равным v_2.

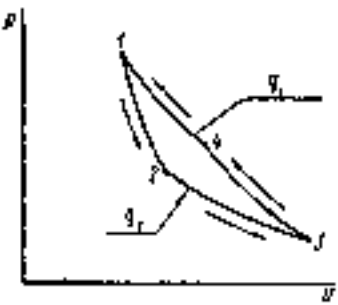


Рис. 8.5. pv-диаграмма цикла Карно холодильной машины

В точке *2* рабочее тело сообщается с этим источником теплоты и дальнейшее его расширение протекает по изотерме *2-3* при постоянной температуре T_2. В процессе *2-3* подводится удельная теплота $|q_2|$ от теплоприемника к рабочему телу.

В точке *3* цилиндр снова полностью изолируется от внешней среды, и при обратном ходе поршня происходит адиабатное сжатие по линии *3-4*, причем давление повышается до p_4, удельный объем 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 объем уменьшается до v_1, а температура газа остается 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 теплоприемника 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 к. п. д. машины, работающей по циклу Карно, как и по любому обратимому циклу, определяется по формуле (8.3а).

После подстановки в эту формулу значений $|q_1|$ и $|q_2|$

$$|q_1| = 2{,}3R_0T_1 \lg (v_2/v_3), \qquad (а)$$

$$|q_2| = 2{,}3R_0T_2 \lg (v_2/v_1) \qquad (б)$$

и сокращения на $2{,}3\,R_0 \lg (v_2/v_3) = 2{,}3R_0 \lg (v_2/v_1)$ получим формулу для определения холодильного к. п. д. холодильной машины, работающей по обратимому циклу:

$$\boxed{\chi_r = T_2/(T_1 - T_2).} \qquad (8.5)$$

Пример 8.2. Определить к. п. д. обратимого цикла теплового двигателя, если температура теплоотдатчика $t_1 = 209^\circ$ С, а теплоприемника $t_2 = 30^\circ$ С.

Р е ш е н и е. К. п. д. обратимого цикла теплового двигателя [формула (8.4)]

$$\eta_t = 1 - T_2/T_1 = 1 - (30 + 273)/(209 + 273) = 1 - 303/473 = 0{,}36.$$

Пример 8.3. Определить для тех же температур (см. пример 8.2) холодильный к. п. д. холодильной машины, работающей по обратимому циклу.

Р е ш е н и е. По формуле (8.5):

$$\chi_t = T_2/(T_1 - T_2) = 303/(473 - 303) = 303/170 = 1{,}78.$$

Пример 8.4. Исследовать цикл Карно, совершаемый воздухом, если параметры точки *1* (см. рис. 8.4) следующие: $p_1 = 2$ МПа и $T_1 = 600$ К, а параметры точки *3*: $p_3 = 120$ кПа и $T_3 = 300$ К.

Р е ш е н и е. 1. Параметры рабочего тела в характерных точках цикла:

точка *1*. $p_1 = 2$ МПа и $T_1 = 600$ К.

Удельный объем воздуха определим по уравнению состояния

$$v_1 = R_в T_1/p_1 = 287{,}1 \cdot 600/(2 \cdot 10^6)\ \text{м}^3/\text{кг} = 0{,}086\ \text{м}^3/\text{кг};$$

точки 2 и 3. Для этих точек, принадлежащих адиабате 2-3: $T_3 = 600$ К, $p_3 = 120$ кПа, $T_2 = 300$ К. Удельный объем находим из уравнения состояния

$$v_3 = R_в T_3/p_3 = 287{,}1 \cdot 300/(120 \cdot 10^3)\ \text{м}^3/\text{кг} = 0{,}718\ \text{м}^3/\text{кг}.$$

Из уравнения адиабаты 2-3 находим v_2:

$$T_2/T_3 = (v_3/v_2)^{k-1}, \text{ откуда}$$

$$v_2 = v_3 (T_3/T_2)^{1/(k-1)} = 0{,}718\,(300/600)^{1/(1{,}4-1)}\ \text{м}^3/\text{кг} = 0{,}127\ \text{м}^3/\text{кг}.$$

По уравнению изотермы 1-2 находим p_2:

$$p_1/p_2 = v_2/v_1; \quad p_2 = p_1 (v_1/v_2) = 2 \cdot 10^6\,(0{,}086/0{,}127)\ \text{МПа} = 1{,}35\ \text{МПа};$$

точка 4. $T_4 = 300$ К. Так как $v_4/v_1 = v_3/v_2$, то $v_4 = v_3\,(v_1/v_2) = 0{,}718\,(0{,}086/0{,}127)\ \text{м}^3/\text{кг} = 0{,}486\ \text{м}^3/\text{кг}$.

По уравнению состояния находим p_4:

$$p_4 = R_в T_4/v_4 = 287{,}1 \cdot 300/0{,}486\ \text{Па} = 177\ \text{кПа}.$$

2. Определим удельную работу цикла. Найдем предварительно значения удельных работ изменения объема на отдельных участках цикла:

а) по изотерме расширения 1-2

$$|l_{1,2}| = 2{,}3 R_в T_1 \lg (v_2/v_1) = 2{,}3 \cdot 287{,}1 \cdot 600\ \lg (0{,}127/0{,}086)\ \text{Дж/кг} = 67{,}4\ \text{кДж/кг};$$

б) по адиабате расширения 2-3

$$|l_{2,3}| = \frac{R_в}{k-1}(T_3 - T_2) = \frac{287{,}1}{1{,}4-1}(600-300)\ \text{Дж/кг} = 215\ \text{кДж/кг};$$

в) по изотерме сжатия 3-4

$$|l_{3,4}| = 2{,}3 R_в T_2 \lg (v_3/v_4) = 2{,}3 \cdot 287{,}1 \times 300 \cdot \lg (0{,}718/0{,}486)\ \text{Дж/кг} = 33{,}7\ \text{кДж/кг};$$

г) по адиабате сжатия 4-1

$$|l_{4,1}| = \frac{R_в}{k-1}(T_4 - T_1) = \frac{287{,}1}{1{,}4-1}(300-600)\ \text{Дж/кг} = 215\ \text{кДж/кг}.$$

Удельная работа цикла: $|l_ц| = |l_{1,2}| + |l_{2,3}| - |l_{3,4}| - |l_{4,1}| = (67{,}4 + 215 - 33{,}7 - 215) \cdot 10^3\ \text{Дж/кг} = 33{,}7\ \text{кДж/кг}$.

3. Термический к. п. д. цикла Карно можно найти по уравнению $\eta_t = 1 - T_2/T_1 = 1 - 300/600 = 0{,}5$.

Этот к. п. д. можно найти и по более общей формуле: $\eta_t = |l_ц|/|q_1|$, где удельная работа цикла $|l_ц| = 33{,}7$ кДж/кг; $|q_1|$ — удельная теплота, подведенная 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, $\eta_t = |l_ц|/|q_1| = 33{,}7/67{,}4 = 0{,}5$.

8.3. Температура океанской воды в тропиках на глубине 1000 м равна 4° С, а на поверхности 24° С. Найти термический к. п. д. 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° С, а температура наружного воздуха — 22° С. Найти термический к. п. д. 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 теплоприемнику, при следующих условиях: температура по верхней изотерме равна 200° С, а по нижней изотерме 10° С. 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° С. Максимальное давление в цикле 1 МПа, а минимальное 120 кПа. Исследовать цикл.

Ответ: $v_1 = 0{,}150$ м³/кг; $v_2 = 0{,}185$ м³/кг; $v_3 = 0{,}725$ м³/кг; $v_4 = 0{,}589$ м³/кг; $p_2 = 811$ кПа; $p_4 = 146$ кПа; $\eta_t = 0{,}42$; $|l_0| = 13{,}22$ кДж; $|q_1| = 31{,}43$ кДж/кг; $|q_2| = 18{,}21$ кДж/кг.

8.7. Воздух совершает прямой цикл Карно при следующих данных: $p_1 = 1$ МПа; $t_1 = 1000°$ С; $p_2 = 0{,}5$ МПа и $|L_0| = 83{,}8$ кДж/кг (см. рис. 8.4). Найти $|q_1|$, $|q_2|$, T_2 и η_t этого цикла.

Ответ: $|q_1| = 293$ кДж/кг;
$|q_2| = 169$ кДж/кг; $T_2 = 852$ К;
$\eta_t = 0{,}331$.

8.8. Воздух совершает прямой цикл Карно. Исследовать цикл, если известно, что $p_1 = 1$ МПа, $t_1 = 227°$ С, $p_2 = 0{,}1$ МПа, $v_3 = 0{,}178$ м³/кг.

Ответ: $v_1 = 0{,}144$ м³/кг; $v_2 = 0{,}790$ м³/кг; $v_4 = 0{,}639$ м³/кг; $p_3 = 809$ кПа; $p_4 = 124$ кПа; $T_4 = T_3 = 275$ К; $T_2 = 530$ К; $\eta_t = 0{,}45$; $|q_1| = 30{,}4$ кДж/кг; $|q_2| = 16{,}7$ кДж/кг; $|l_0| = 13{,}7$ кДж/кг.

§ 8.5. Энтропия

Как известно, из всей подведенной в круговом процессе теплового двигателя теплоты Q_1 в полезную работу переводится только часть ее, а именно $|Q_1| - |Q_2|$. Теплота же Q_2, передаваемая в теплоприемник, является необходимой потерей, которую, однако, следует стремиться уменьшать.

Выясним, от каких факторов зависит эта потеря. Допустим, что совершается прямой цикл Карно или другой

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 выражения, значение тепловой потери $|Q_2|$ зависит от значений двух множителей: отношения Q_1/T_1 и термодинамической температуры T_2. Температура теплоприемника T_2 практически изменяется в небольших пределах, поэтому теплота Q_2 зависит, главным образом, от отношения Q_1/T_1. Чем оно больше, тем больше потери теплоты. Отношение Q/T называется *приведенной теплотой*.

Учитывая большое значение этого отношения, немецкий ученый Клаузиус ввел в термодинамику особый параметр состояния, зависящий от этого отношения и названный *энтропией*.

В термодинамических расчетах представляет интерес не абсолютное значение энтропии, а лишь ее изменение в процессе, которое зависит только от конечного и начального состояний рабочего тела.

Изменение энтропии определяется отношением количества подведенной (или отведенной) теплоты к средней термодинамической температуре рабочего тела, к которому теплота подводится или от которого она отводится:

$$S_2 - S_1 = Q_{1,2}/\overline{T}, \qquad (8.6)$$

где S_1, S_2 — начальная и конечная энтропии; $\overline{T}$ — средняя термодинамическая температура рабочего тела при подводе или отводе теплоты.

Из уравнения (8.6) следует, что:

1) при подводе теплоты к телу ($Q_{1,2} > 0$), разность энтропий $S_2 - S_1 > 0$ или $S_2 > S_1$, поскольку средняя термодинамическая температура $\overline{T}$ всегда больше нуля. Следовательно, энтропия тела увеличивается;

2) при отводе теплоты от тела ($Q_{1,2} < 0$) разность энтропий $S_2 - S_1 < 0$ или $S_2 < S_1$ (энтропия тела уменьшается);

3) в адиабатном процессе ($Q_{1,2} = 0$) разность $S_2 - S_1 = 0$ или $S_2 = S_1$. Следовательно, в адиабатном процессе энтропия тела не изменяется.

Такой процесс называется также *изоэнтропийным*, т. е. протекающим при постоянном значении энтропии.

В изотермическом процессе $T_1 = T_2 = \bar{T} = \text{const}$, поэтому в уравнение (8.6) следует подставлять T вместо $\bar{T}$.

Изменение энтропии и удельной энтропии идеального газа в изохорном и изобарном процессах может быть подсчитано по следующим формулам, выводимым с помощью высшей математики:

для изохорного процесса

$$S_2 - S_1 = 2{,}3 m\bar{c}_v \lg (T_2/T_1); \qquad (8.7)$$

для изобарного процесса

$$S_2 - S_1 = 2{,}3 m\bar{c}_p \lg (T_2/T_1). \qquad (8.8)$$

Пример 8.5. Найти изменение энтропии идеального газа массой 1 кг в результате совершения им сложного процесса $1\text{-}M\text{-}2$, состоящего из двух последовательно протекающих простых процессов (рис. 8.6): изохорного процесса $1\text{-}M$, в котором давление изменяется от p_1 до p_2, причем $p_1 = p_2/2$, и изобарного процесса $M\text{-}2$, в котором удельный объем изменяется от v_1 до v_2, причем $v_2 = 2v_1$.

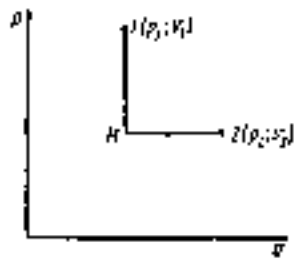


Рис. 8.6. К примеру 8.5

Р е ш е н и е. В изохорном процессе идеального газа его термодинамическая температура в соответствии с законом Шарля уменьшается в 2 раза, т. е. $T_M = T_2/2$. Используя формулу (8.7), получим

$$s_M - s_1 = 2{,}3\bar{c}_v \lg (T_M/T_1) = 2{,}3\bar{c}_v \lg (1/2) = -2{,}3\bar{c}_v \lg 2.$$

В изобарном процессе термодинамическая температура тела в соответствии с законом Гей-Люссака увеличится в 2 раза по сравнению с температурой в точке M, т. е. $T_2 = 2T_M$, так что в конечном счете $T_2 = T_1$. Поэтому, используя формулу (8.8), получим

$$s_2 - s_M = 2{,}3\bar{c}_p \lg (T_2/T_M) = 2{,}3\bar{c}_p \lg 2 = 2{,}3k\bar{c}_v \lg 2.$$

Так как согласно формуле (5.4) $\bar{c}_p = k\bar{c}_v$, то находим окончательно, что изменение энтропии в сложном процессе $1\text{-}M\text{-}2$

$$s_2 - s_1 = (s_M - s_1) + (s_2 - s_M) = -2{,}3\bar{c}_v \lg 2 + 2{,}3k\bar{c}_v \lg 2 = 2{,}3(k-1)\bar{c}_v \lg 2. \qquad (а)$$

Учитывая равенство конечной и начальной температур в результате совершения газом сложного процесса $1\text{-}M\text{-}2$, определим изменение энтропии в изотермическом процессе $1\text{-}2$, для которого искомое изменение удельной энтропии

$$s_2 - s_1 = q_{1\text{-}2}/T = 2{,}3R_0 T_1 \lg (v_2/v_1)/T_1 = 2{,}3R_0 \lg 2. \qquad (б)$$

Пользуясь формулой (7.11), получим $R_\mu = (k-1)\bar{c}_v$. [Действительно, $c_p - c_v = R_\mu$ или $c_p/\bar{c}_v - c_v/\bar{c}_v = R_\mu/\bar{c}_v$, или $(k-1) = R_\mu/\bar{c}_v$, и окончательно $R_\mu = (k-1)\bar{c}_v$.]

Подставляя это значение R_μ в уравнение (6), видим, что оно принимает вид уравнения (8), 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.

Задачи

8.9. Воздух массой 1 кг изобарно расширяется с увеличением температуры от 15 до 150° С. Найти изменение удельной энтропии в этом процессе.

Ответ: 269 Дж/(кг·К).

8.10. Полагая, что при температуре 0° С и давлении 0,1 МПа энтропия воздуха равна нулю, вычислить, чему будет равно увеличение энтропии в следующих процессах: а) при подводе теплоты по изобаре до 500° С; б) при подводе теплоты по изохоре до 1000° 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.

§ 8.6. Изменение энтропии изолированной системы

Энтропия отдельно взятого тела, как было указано выше, в зависимости от того, подводится или отводится теплота, может соответственно увеличиваться или уменьшаться либо, при отсутствии теплообмена, оставаться неизменной. При совершении круговых процессов или циклов одни тела, участвующие в процессе, получают теплоту, следовательно, энтропия их увеличивается, другие ее отдают и поэтому энтропия их уменьшается. Как же изменяется энтропия изолированной системы, являющейся совокупностью нескольких тел, полностью изолированных от воздействия внешней среды?

Представим себе изолированную систему, состоящую только из трех тел — теплоотдатчика, теплоприемника и рабочего тела, и предположим, что в данной системе протекает прямой цикл Карно. В этом случае теплота подводится по изотерме к рабочему телу, следовательно, энтропия теплоотдатчика уменьшается на $|Q_1|/T_1$. К теплоприемнику теплота подводится также по изотерме, поэтому энтропия его увеличивается на $|Q_2|/T_2$. Что касается рабочего тела, то оно, совершив цикл, придет в первоначальное состояние, поэтому энтропия его остается без изменения.

Для прямого цикла Карно отношения $|Q_1|/T_1$ и $|Q_2|/T_2$ равны между собой. Следовательно, в цикле Карно, как и в любом другом обратимом цикле, энтропия системы не изменяется.

Если же в изолированной системе протекают реально осуществляемые тепловые процессы, т. е. процессы необратимые, то в этом случае энтропия системы всегда возрастает. Убедиться в этом можно путем следующих рассуждений.

Допустим, что имеются два источника теплоты — один с термодинамической температурой T_1, а другой — с термодинамической температурой T_2, и пусть в этих температурных границах протекают два цикла, из которых один обратимый, а другой необратимый.

Как известно, обратимый цикл должен состоять только из обратимых процессов. Одним из условий обратимости является равенство температур теплового источника и рабочего тела, когда между ними происходит теплообмен. Это значит, что при подводе теплоты в прямом цикле Карно температура рабочего тела должна равняться температуре теплоотдатчика T_1, а при отводе ее — температуре теплоприемника T_2.

В реальных необратимых циклах тепловых двигателей в процессах теплообмена всегда существует разница между температурами тепловых источников и рабочего тела. При подводе теплоты в необратимом цикле температура рабочего тела T_1' ниже температуры теплоотдатчика T_1, при отводе ее температура рабочего тела T_2' выше температуры теплоприемника T_2.

Таким образом, оказывается, что отношение температур

$$T_2/T_1 < T_2'/T_1',$$

т. е. отношение наименьшей температуры к наибольшей в обратимом цикле меньше, чем в необратимом. А в § 8.4 было показано, что чем это отношение меньше, тем термический к. п. д. выше.

Следовательно, термический к. п. д. обратимого цикла выше, чем необратимого при одинаковых значениях температур внешних источников — теплоотдатчика T_1 и теплоприемника T_2.

Поэтому, если для обратимого цикла

$$\eta_t = 1 - |Q_2|/|Q_1| = 1 - T_2/T_1,$$

то для необратимого цикла

$$\eta_t' = 1 - |Q_2'|/|Q_1'| < 1 - T_2/T_1.$$

Следовательно, для необратимого цикла

$$|Q_2'|/|Q_1'| > T_2/T_1$$

или

$$|Q_2'|/T_2 > |Q_1'|/T_1.$$

Это значит, что уменьшение энтропии теплоприемника $|Q_2'|/T_2$ больше увеличения энтропии теплоотдатчика $|Q_1'|/T_1$.

Энтропия же рабочего тела и в результате необратимого цикла остается без изменения. Таким образом, энтропия системы в необратимом цикле увеличивается.

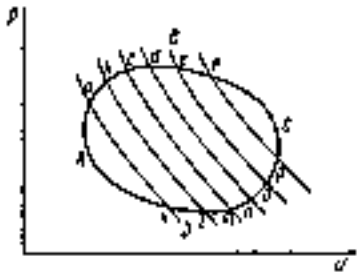


Рис. 8.7. *pv*-диаграмма цикла *A-B-C-D*

Если взять произвольный необратимый цикл *A-B-C-D* (рис. 8.7) и разделить его линиями *ak*, *bl*, *cm* и др., расположенными на бесконечно малом расстоянии одна от другой, то получим элементарные необратимые циклы *ablk*, *bcml*, *cdnm* и др. Для каждого из них $|\delta Q_2|/T_2 > |\delta Q_1|/T_1$. Интегрируя это неравенство, получим

$$\int |\delta Q_2|/T_2 > \int |\delta Q_1|/T_1.$$

Освобождаясь от знаков абсолютного значения, получим

$$\int (\delta Q_2/T_2) - \int (\delta Q_1/T_1) > 0 \text{ или } \Delta S^{\text{тп}} - \Delta S^{\text{то}} > 0,$$

или окончательно

$$\Delta S^{\text{тп}} > \Delta S^{\text{то}}.$$

Здесь $\Delta S^{\text{тп}}$ — изменение энтропии теплоприемника; $\Delta S^{\text{то}}$ — изменение энтропии теплоотдатчика.

Следовательно, *если в какой-либо изолированной системе протекают необратимые процессы, то энтропия этой системы возрастает.*

Пример 8.6. Имеется идеальный газ массой 1 кг при температуре 0° С и газ массой тоже 1 кг, но при температуре 100° С. Найти изменение энтропии этих двух газов в результате их смешения при постоянном давлении. Удельная теплоемкость газов $c_p = 1$ кДж/(кг·К). Теплообмен с внешней средой отсутствует.

Р е ш е н и е. Если эти два газа смешать при постоянном давлении, то в результате получим газ массой 2 кг с температурой, приблизительно равной их среднеарифметической температуре, т. е. 50 °С.

Этот процесс смешения необратим (действительно, нельзя снова получить без участия внешней среды из смеси массой 2 кг, имеющей температуру 50° С, 1 кг с температурой 0°С, а другой — с температурой 100°С). Это значит, что в результате смешения энтропия системы должна была увеличиться. Проверим это.

При смешении температура «горячего» газа понизилась от 100 до 50° С, а «холодного» — повысилась от 0 до 50°С. Таким образом, для первого газа начальная термодинамическая температура процесса была $T_1 = (273 + 100)$ К $= 373$ К, а температура $T_2 = (273 + 50)$ К $= 323$ К.

При этом изменение энтропии «горячего» газа составляет

$$(s_2 - s_1)_I = 2{,}3 \cdot \overline{c}_p \lg (T_2/T_1) = 2{,}3 \cdot 1 \cdot 10^3 \lg (323/373) \text{ Дж/К} =$$

$$= -2{,}3 \cdot 1 \cdot 10^3 \lg 1{,}1547 \text{ Дж/К} = -144 \text{ Дж/К}.$$

Для второго газа $T_1 = (273 + 0)$ К $= 273$ К и $T_2 = (273 + 50)$ К $= 323$ К. При этом изменение энтропии «холодного» газа составляет

$$(s_2 - s_1)_{II} = 2{,}3\overline{c}_p \lg (T_2/T_1) = 2{,}3 \cdot 1 \cdot 10^3 \lg (323/273) \text{ Дж/К} =$$
$$= 2{,}3 \cdot 1 \cdot 10^3 \lg 1{,}183 \text{ Дж/К} = 168 \text{ Дж/К}.$$

Изменение энтропии обоих газов при смешении

$$(s_2 - s_1)_{II} + (s_2 - s_1)_I = (168 - 144) \text{ Дж/К} = 24 \text{ Дж/К}.$$

Задачи

8.11. Воду массой 2 кг при температуре 60 °С смешивают с водой массой 20 кг и температурой 3 °С. Найти изменение энтропии этих двух масс воды в результате их смешения.

Ответ. 83 Дж/К.

8.12. Стальную поковку массой 2 кг и температурой 200 °С погружают в воду объемом 5 л и температурой 5°С. Найти изменение энтропии этой системы. Удельная теплоемкость стали 687 Дж/(кг·К).

Ответ: 209 Дж/К.

§ 8.7. Энтропия и работоспособность изолированной системы

Допустим, что совершается прямой цикл Карно. Работа такого цикла согласно уравнению (8.1):

$$|L| = \eta_t |Q_1|,$$

где η_t — термический к. п. д. цикла, равный $1 - T_2/T_1$.

Энтропия системы тел, в которой совершается цикл Карно, как известно, не изменяется.

Предположим теперь, что совершается необратимый цикл теплового двигателя, отличающийся от цикла Карно тем, что температура рабочего тела при подводе теплоты T_1' ниже температуры теплоприемника T_1. Тогда для необратимого цикла термический к. п. д.

$$\eta_t'' = 1 - T_2/T_1',$$

а работа цикла

$$|L_0''| = \eta_t''|Q_1|.$$

Так как $T_1' < T_1$, то $\eta_t'' < \eta_t$, поэтому $|L_0''| < |L_0|$ (при одинаковых значениях Q_1 для обратимого и необратимого циклов).

Следовательно, в изолированной системе необратимость цикла влечет за собой потерю работы:

$$|L_0| - |L_0''| = \eta_t|Q_1| - \eta_t''|Q_1| = |Q_1|(\eta_t - \eta_t'') =$$

$$= |Q_1|[(1 - T_2/T_1) - (1 - T_2/T_1')].$$

Окончательно получим

$$|L_0| - |L_0''| = |Q_1|[T_2(1/T_1' - 1/T_1)]. \qquad (а)$$

Одновременно происходит увеличение энтропии системы тел, в которой протекает необратимый цикл. Это увеличение может быть определено по уравнению

$$S_2 - S_1 = |Q_1|/T_1' - |Q_2|/T_2. \qquad (б)$$

Необратимость рассматриваемого цикла заключается, как отмечалось выше, только в необратимости изотермы, по которой подводится теплота, вследствие того, что температуры теплоотдатчика T_2 и рабочего тела T_1' не равны между собой. Отвод же теплоты происходит по обратимому изотермическому процессу, в котором температуры теплоприемника и рабочего тела одинаковы и равны T_2.

Следовательно, при совершении данного необратимого цикла увеличение энтропии теплоприемника, как и в необратимом цикле, равно $|Q_2|/T_2$. Но для цикла Карно $|Q_2|/T_2 = |Q_1|/T_1$, поэтому для необратимого цикла после подстановки этого равенства в уравнение (б) получим

$$S_2 - S_1 = |Q_1|/T_1' - |Q_2|/T_2 = |Q_1|(1/T_1' - 1/T_1). \quad (в)$$

Сопоставляя уравнение (в) с уравнением (а), имеем

$$|L_0| - |L_0''| = T_2(S_2 - S_1)$$

или

$$\boxed{|\Delta L_0| = T_2 \Delta S.} \qquad (8.9)$$

Таким образом, *чем больше увеличивается энтропия изолированной системы, в которой совершаются необратимые циклы, тем больше потеря работы по сравнению с обратимым циклом.*

Этот вывод является общим для всех необратимых процессов, протекающих в изолированной системе.

§ 8.8. Эксергия

Выше было установлено, что все реальные процессы необратимы, причем в зависимости от характера и условий протекания процесса необратимость может быть больше или меньше. Известно, что с увеличением необратимости увеличивается приращение энтропии и уменьшается работоспособность системы. Таким образом, раскрывается необходимость выявления причин и способов уменьшения потерь работоспособности циклов или, другими словами, повышения степени их термодинамического совершенства. С этой целью в техническую термодинамику введено понятие о физической величине э к с е р г и и, которая в последние годы все шире используется в теплотехнических расчетах. Для ознакомления с эксергией 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 — околоземной атмосферы — в качестве теплоприемника объясняется тем, что эта среда является для подавляющего большинства наземных теплосиловых установок естественным тепловым источником с низшей температурой.

Эксергией теплоты Q_1, отводимой от теплоотдатчика с температурой T_1, называется ее максимальная полезная работа, которая может быть получена за счет этой теплоты при условии, что рабочее тело доходит до состояния равновесия с окружающей средой, т. е. до температуры T_0 и давления p_0.

Эксергия обозначается символом Ex; единицей эксергии является джоуль — Дж.

Как известно, для получения максимальной полезной работы в заданных температурных границах нужно, чтобы в системе протекал обратимый цикл Карно. Согласно уравнению (8.1) для такого цикла

$$L_{0,\,к} = L_{max} = |Q_1|\,\eta_t.$$

Здесь η_t — термический к.п.д. цикла Карно; $|Q_1|$ — теплота, отводимая от теплоотдатчика.

Так как для цикла Карно

$$\eta_t = 1 - T_0/T_1, \text{ то } L_{max} = |Q_1|\,(1 - T_0/T_1).$$

Значит,

$$\boxed{Ex_0 = |Q_1|\,(1 - T_0/T_1).} \qquad (а)$$

где Ex_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

$$\boxed{Ex_н = |Q_1|\,(1 - T_0/T_1').} \qquad (б)$$

Здесь T_1' — термодинамическая температура рабочего тела, причем $T_1' < T_1$.

Из сопоставления уравнений (а) и (б) нетрудно убедиться, что $Ex_0 > Ex_н$, т. е. что в необратимых циклах происходит потеря эксергии (ΔEx). Взяв эти два уравнения за исходные, путем преобразований, подобных тем, которые были сделаны для определения ΔL_0, получим уравнение для определения потери эксергии ΔEx:

$$\boxed{\Delta Ex = T_0 \Delta S_c,} \qquad (8.10)$$

где ΔS_c — изменение энтропии системы.

(Сопоставив уравнения (8.9) и (8.10), увидим, что оба эти уравнения одного вида, что и следовало ожидать: ведь эксергия — это работоспособность.)

Уравнение (8.10) позволяет подсчитать потерю эксергии в зависимости от значения температуры T_0 и приращения энтропии ΔS. В практических условиях температура T_0 изменяется в столь малом интервале температур, что ее можно принимать как постоянную величину. При таком допуще-

или потеря эксергии зависит лишь от изменения энтропии ΔS.

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' (что и делает этот процесс необратимым). В таком процессе теплота Q отводится от теплоотдатчика при постоянной температуре T_1. Таким образом, энтропия его уменьшится и может быть определена по уравнению

$$\Delta S_{т.о} = -Q/T_1.$$

К теплоприемнику эта теплота подводится при постоянной температуре T_1', поэтому энтропия его увеличивается и определяется по уравнению

$$\Delta S_{т.п} = Q/T_1'.$$

В результате изменение энтропии системы

$$\Delta S_с = \Delta S_{т.о} + \Delta S_{т.п} = -Q/T_1 + Q/T_1' =$$
$$= Q(1/T_1' - 1/T_1) = Q[(T_1 - T_1')/(T_1' T_1)]. \qquad (8.11)$$

Как выше было отмечено, потеря эксергии тем больше, чем больше приращение энтропии, вызванное необратимостью процесса. Степень необратимости или, другими словами, степень термодинамического совершенства процесса определяется эксергетическим к. п. д. $\eta_{эк}$.

Этот к.п.д. может быть выражен уравнением

$$\eta_{эк} = L_п/L_о,$$

где $L_п$ — фактически полученная работа; $L_о$ — работа, которая могла бы быть получена, если бы процесс протекал обратимо.

В процессах без совершения работы (в процессах теплообмена) этот коэффициент можно определять по уравнению

$$\eta_{эк} = Ex_{вых}/Ex_{вх}.$$

Здесь $Ex_{вх}$ — эксергия на входе, определяемая по уравнению (а); $Ex_{вх} = Q_1(1 - T_0/T_1)$. $Ex_{вых}$ — эксергия на выходе.

Из-за необратимости реальных процессов, обусловленной тем, что $T_1 > T_1'$, эксергия находится по уравнению

$$Ex_{вых} = Q_1(1 - T_0/T_1').$$

Нетрудно убедиться в том, что η_{ex} является мерой необратимости. Действительно, если бы процесс был обратимым, т. е. если бы температуры T_1 и T_2 были одинаковыми, то $Ex_{вх} = Ex_{вых}$ и η_{ex} равнялся бы единице.

На использовании эксергетического к.п.д. основан метод подсчета потерь работоспособности теплосиловых установок, суть которого состоит в следующем. Все частные процессы, протекающие в устройствах, составляющих теплосиловую установку, рассматриваются как самостоятельные термодинамические системы, каждая из которых имеет «свои» источники теплоты (теплоотдатчик и теплоприемник), «свои» эксергии на входе и на выходе. Каждая из таких частных систем может быть исследована, т. е. определена потеря работоспособности в ней без необходимости предварительного выяснения потери теплосиловой установкой в целом и потерь работоспособности во всех устройствах данной системы. Эксергетический метод анализа работы теплосиловых установок оказывается проще других аналогичных методов. Кроме того, он позволяет относительно просто находить те частные процессы, в которых особенно велики потери работоспособности, и где, следовательно, необходимо в первую очередь улучшать качество процесса, т. е. степень его термодинамического совершенства.

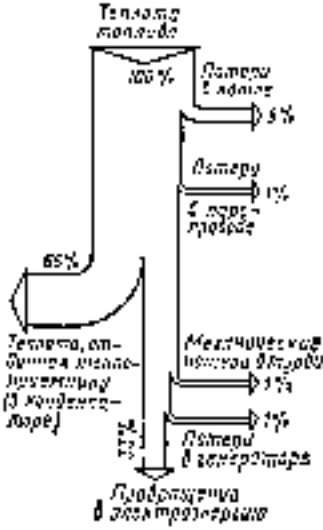


Рис. 8.8. Типичный тепловой баланс паротурбинной установки

В результате принятых мер удается повысить работоспособность установки без увеличения расхода топлива только за счет уменьшения потерь работоспособности от необратимости процесса.

На рис. 8.8 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 эти потери в подобных паротурбинных уста-

новках составляют 20—30%. Столь 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 прежде всего большой разностью температур источников теплоты и рабочего тела.

Таким образом, эксергетический (качественный) метод анализа работы теплосиловых установок дает более правильные результаты, чем балансовый (количественный) метод.

§ 8.9. *Ts*-диаграмма

Выше было установлено, что удельная энтропия является параметром состояния. Она может быть использована для графического изображения термодинамических процессов в так называемых энтропийных диаграммах, по одной из осей которых откладываются значения удельной энтропии *s*, а по другой оси любой другой параметр состояния, например термодинамическая температура *T* или удельная энтальпия *h*. Эти энтропийные диаграммы носят наименования соответственно *Ts*-диаграмма и *hs*-диаграмма.

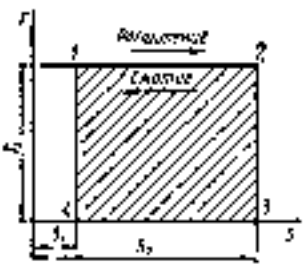


Рис. 8.9. Изотерма на *Ts*-диаграмме

Удобна и наглядна система координат, в которой по оси абсцисс откладывается удельная энтропия *s*, а по оси ординат термодинамическая температура *T*. При этом обычно за нуль энтропии условно принимается ее значение при температуре 0°С = 273,15 К и давлении 101 325 Па. Если в такой системе координат нанести линии термодинамических процессов, то получится *Ts*-диаграмма.

На *Ts*-диаграмме изотермический и адиабатный процессы изображаются в виде прямых линий. Изотерма представляет собой прямую *1-2*, параллельную оси абсцисс (рис. 8.9), так как для всех точек такой прямой значение *T* одинаково. Увеличение удельной энтропии связано с подводом теплоты к рабочему телу, а в изотермическом процессе теплота под-

водится при расширении рабочего тела. Поэтому изотерма расширения вещества изображается на *Ts*-диаграмме горизонталью, идущей вправо, а изотерма сжатия — горизонталью, идущей влево.

В адиабатном процессе изменение удельной энтропии равно нулю, т. е. $s_2 - s_1 = 0$. Это значит, что адиабаты на *Ts*-диаграмме параллельны оси ординат (рис. 8.10). Так как при адиабатном сжатии температура рабочего тела повыша-

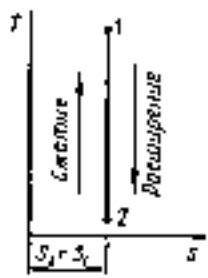


Рис. 8.10. Адиабата на *Ts*-диаграмме

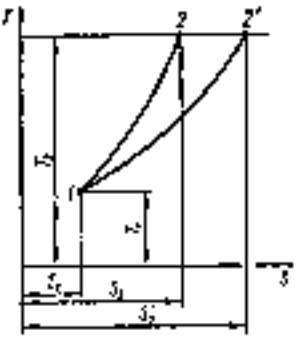


Рис. 8.11. Взаимное расположение изохоры и изобары на *Ts*-диаграмме

ется, а при расширении — понижается, то процесс адиабатного расширения изображается вертикалью, идущей вниз, а процесс адиабатного сжатия — вертикалью, идущей вверх.

Рассмотрим теперь, как изображаются на *Ts*-диаграмме изохорный и изобарный процессы идеальных газов.

Изменения удельной энтропии в этих процессах могут быть определены по формулам (8.7) и (8.8).

Допустим, что начальное состояние газа в данных процессах (с параметрами s_1 и T_1) определяется точкой *1* (рис. 8.11). Задаваясь значениями температур, промежуточными между T_1 и T_2, получим ряд промежуточных значений удельной энтропии. Таким образом определяются точки для изохоры *1-2* и изобары *1-2'*. Как видно на *Ts*-диаграмме, изохора располагается круче изобары. В этом можно убедиться из уравнений (8.7) и (8.8) для рассматриваемых процессов. Действительно, если одинаковы начальные и конечные температуры процессов, то удельная энтропия в изобарном процессе будет изменяться в большей степени, чем в изохорном, так как $\bar{c}_p > \bar{c}_v$.

Ценность *Ts*-диаграммы заключается в том, что она дает возможность наглядно, 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. 8.12). Заметим на этом рисунке пл. *1234* равновеликой площадью прямоугольника *5631*, имеющего основание *4-3*, графически определяющее изменение энтропии на участке *1-2*. Обозна-

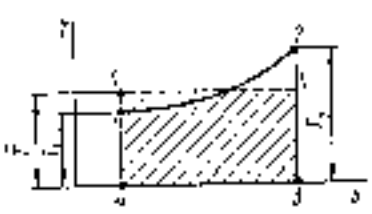


Рис. 8.12. Определение на *Ts*-диаграмме количества подводимой и отводимой теплоты

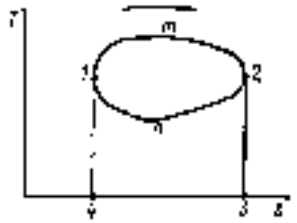


Рис. 8.13. Нахождение термического к. п. д. прямого цикла на *Ts*-диаграмме

чим высоту прямоугольника (отрезок *6-3*) через $\overline{T}$ — среднюю термодинамическую температуру процесса. Тогда пл. *1234* = пл. *5634* = $(s_2 - s_1)\overline{T}$.

Из уравнения (8.6) следует, что $(s_2 - s_1)\overline{T} = q_{1\text{-}2}$. 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 к рабочему телу подводится. Если же линия процесса идет влево и энтропия уменьшается, то теплота отводится.

Ts-диаграмма позволяет графически определять термический к.п.д. и полезную работу цикла. Изобразим в осях $T - s$ прямой цикл *1-m-2-n-1* (рис. 8.13). Термический к.п.д. такого цикла, как известно, вычисляется по уравнению

$$\eta_t = (|q_1| - |q_2|)/|q_1|,$$

где $|q_1|$ — абсолютное значение удельной теплоты, подводимой от теплоотдатчика к рабочему телу и графически опре-

деляемой пл. *1m234*; $|q_2|$ — абсолютное значение удельной теплоты, отводимой от рабочего тела в теплоприемник и графически определяемой пл. *1m23*. Следовательно,

пл. *1m234*—пл. *1n234*)/пл. *1m234*= пл. *1m2n1*/пл. *1m234*(a).

Пл. *1m2n1* представляет собой удельную теплоту, превращенную в удельную работу прямого цикла:

$$|l_ц| = |q_1| - |q_2|.$$

Таким образом, *удельная работа любого прямого цикла определяется графически на Ts-диаграмме как площадь, ограниченная линией цикла.*

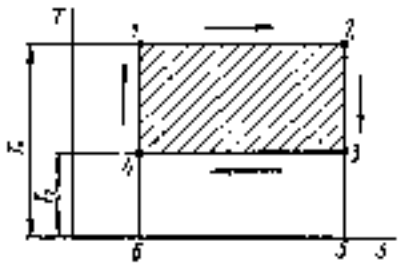


Рис. 8.14. *Ts*-диаграмма прямого цикла Карно

Изобразим на *Ts*-диаграмме прямой цикл Карно. Допустим, что начальное состояние газа характеризуется точкой *1* (рис. 8.14). Изотермическое расширение при $T_1 = \text{const}$ изображается горизонтальной прямой *1-2*; адиабатное расширение — вертикальной прямой *2-3* (в точке *3* температура равна T_2), изотермическое сжатие при $T_2 = \text{const}$ — горизонтальной прямой *3-4* и адиабатное сжатие — вертикальной прямой *4-1*. Таким образом, прямой цикл Карно изображается на *Ts*-диаграмме прямоугольником *1234*.

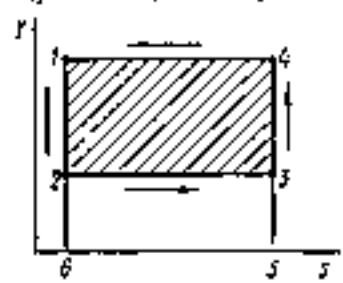


Рис. 8.15 *Ts*-диаграмма обратного цикла Карно:

1-2 — адиабата расширения; *2-3* — изотерма расширения с отводом теплоты q_2 от теплоприемника (пл. *2356*); *3-4* — адиабата сжатия; *4-1* — изотерма сжатия с подводом теплоты q_1 к теплоотдатчику (пл. *1456*)

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 (рис. 8.14) это отношение равно отношению отрезков *2-3* и *2-5*.

Обратный цикл Карно для холодильной машины изображается на *Ts*-диаграмме прямоугольником *1234* (рис. 8.15). В отличие от прямого цикла этот (обратный) цикл протекает в направлении, обратном ходу часовой стрелки.

Из диаграммы видно, что теплота подводится к теплоотдатчику в большем количестве, чем отводится от теплоприемника (пл. *1456* больше пл. *2356* на удельную работу l_0, изображаемую пл. *1234*).

Холодильный коэффициент обратимой холодильной машины определяется графически как отношение отрезка *4-5* к отрезку *3-3*.

§ 8.10. Регенеративный цикл

Термин р е г е н е р а ц и я (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 к.п.д. цикла. Как дальше будет рассказано, регенерация теплоты нередко используется в газо- и паротурбинных установках.

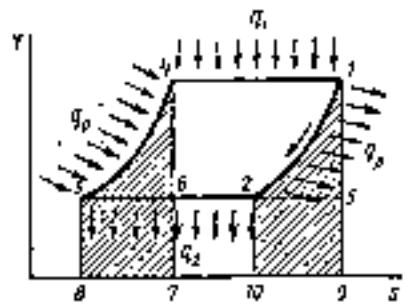


Рис. 8.16. *Ts*-диаграмма регенеративного цикла

Ts-диаграмма регенеративного цикла показана на рис. 8.16. Этот цикл, состоящий из двух изотерм *4-1* и *2-3* и двух политроп *1-2* и *3-4*, протекает следующим образом. По верхней изотерме *4-1* к рабочему телу массой 1 кг подводится удельная теплота $|q_1|$. 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 $|q_р|$. 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 $|q_р|$. Поскольку вся теплота $|q_1|$,

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 $|q_0|$, считать одинаковыми. А 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 $|q_0|$ в установке не расходуется, ее нужно затратить только один раз при пуске установки в ход. Следовательно, термический к.п.д. рассматриваемого цикла *1-2-3-4* можно считать равным отношению пл. *1564* к пл. *4157*, как и для термического к.п.д. цикла Карно, совершаемого в тех же температурных границах, что и цикл *1-2-3-4*. Вот почему регенеративный цикл называется также обобщенным циклом Карно.

Контрольные вопросы

1. Какие циклы называются прямыми и какие обратными?
2. Как на *pv*-диаграмме графически определяется удельная работа прямого цикла?
3. Для каких целей применяют обратные циклы?
4. Что характеризует термический к.п.д. прямого цикла?
5. Почему термический к. п. д. прямого цикла не может быть равен единице?
6. Какое значение имеет прямой цикл Карно в термодинамике?
7. В чем сущность второго начала термодинамики?
8. Как показать, что в результате совершения кругового процесса энтропия рабочего тела не изменится?
9. Почему при совершении круговых процессов энтропия теплоотдатчика уменьшается, а теплоприемника увеличивается?
10. В чем состоит основное свойство *Ts*-диаграммы?
11. Как доказать, что на *Ts*-диаграмме цикла Карно располагается круг изобары?

Глава 9

ПРОЦЕССЫ КОМПРЕССОРНЫХ МАШИН

§ 9.1. Общие понятия

Компрессорами (нагнетателями) называются машины для сжатия газов со степенью повышения давления больше 1,1*. По способу выполнения процесса сжатия компрессоры можно разделить на две основные группы.

* Компрессорные машины со степенью повышения давления меньше 1,1 называются *вентиляторами*.

К первой группе относят компрессоры объемного сжатия, в которых повышение давления сжатия происходит за счет уменьшения объема рабочего пространства. К этой группе компрессоров относят поршневые компрессоры с возвратно-поступательным движением поршней и ротационные компрессоры с вращающимися поршнями.

Ко второй группе относят компрессоры кинетического сжатия, в которых процесс сжатия происходит при

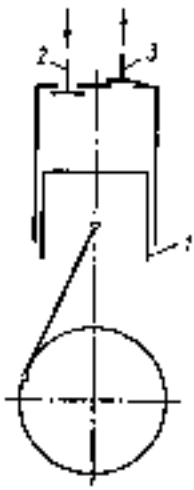


Рис. 9.1. Схема одноступенчатого поршневого компрессора

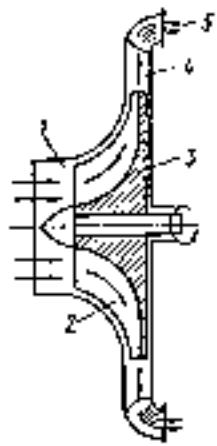


Рис. 9.2. Схема одноступенчатого центробежного компрессора

принудительном движении газа. Кинетическая энергия переходит при этом в потенциальную энергию.

Схема одноступенчатого поршневого компрессора показана на рис. 9.1. Компрессор работает следующим образом. При движении поршня *1* 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.

Одноступенчатый центробежный компрессор (рис. 9.2) состоит из неподвижного корпуса — статора *1*, внутри которого вращается ротор *3*. Газ поступает через всасывающий патрубок статора на рабочие лопатки *2* ротора, где за

счет энергии, затрачиваемой на вращение ротора, увеличивают 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. Газ через направляющий канал 5 поступает в нагнетательный трубопровод.

Схема осевого компрессора показана на рис. 9.3. Компрессор состоит из ротора 1, на котором закреплены несколько рядов рабочих лопаток 4. Между рядами этих лопаток помещаются неподвижные ряды лопаток 3, укрепленных в корпусе — статоре 2. Газ поступает через всасывающий патрубок 5 в первый ряд рабочих лопаток, укрепленных в роторе, где при его вращении происходит увеличение скорости газового потока. Выходя из ряда рабочих лопаток, газ попадает в первый ряд неподвижных лопаток статора. Проходы между этими лопатками имеют такую форму, при которой газ постепенно замедляет в них свое движение; давление же газа соответственно повышается. Каждый элемент проточной части компрессора, состоящий из одного ряда рабочих и одного ряда неподвижных лопаток, образует *ступень компрессора*. Так как в одной ступени можно получить только небольшое повышение давления, то в осевых компрессорах устраивают несколько рядов рабочих и неподвижных лопаток, через которые в осевом направлении движется поток газа. Давление последнего при переходе из одной ступени в другую повышается.

К ротационным компрессорам относятся следующие типы: одновальные пластинчатые, одновальные с качающимся ротором, двухвальные двух-трехлопастные, со звездообразными роторами, двухвальные и трехвальные шиберные компрессоры.

В цилиндрическом корпусе — статоре одновального пластинчатого ротационного компрессора (рис. 9.4) эксцентрично расположен ротор 1 с пластинами 2, свободно вставленными в пазы ротора 3. При вращении ротора пластины под действием центробежной силы выдвигаются из пазов и скользят по внутренней поверхности цилиндра и при этом образуют вращающиеся камеры с уменьшающимся объемом. Газ же впускного трубопровода поступает в цилиндр компрессора 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.

Целью термодинамического исследования компрессоров является определение работы, затрачиваемой на повышение давления газа и, в частности, воздуха.

Термодинамические исследования проще проводить применительно к поршневому компрессору. Предполагается, что в таком компрессоре все процессы являются равновесными. Необходимость такой идеализации объясняется тем, что только равновесные состояния и процессы могут быть подвергнуты термодинамическим исследованиям.

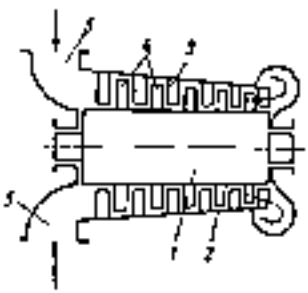


Рис. 9.3. Схема осевого компрессора

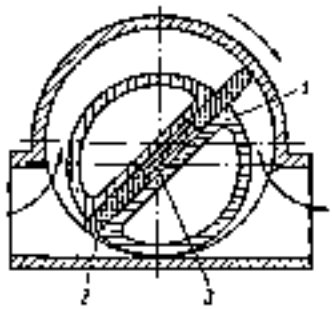


Рис. 9.4. Схема пластинчатого компрессора

Идеальный поршневой компрессор должен удовлетворять еще одному условию. Считается, что в нем отсутствует так называемое *вредное пространство*, т. е. пространство, образуемое внутри цилиндра, между его крышкой и поршнем в крайнем верхнем положении (при вертикальном положении цилиндра).

В реально существующих поршневых компрессорных машинах поршень не может подходить к крышке цилиндра вплотную, поэтому в конце процесса нагнетания во вредном пространстве остается сжатый газ. Вследствие этого при движении поршня вниз впуск свежей порции газа в цилиндр может начаться только после того, как оставшийся во вредном пространстве газ расширится до давления всасывания. При этом часть хода поршня при всасывании не используется и подача сжатого воздуха компрессором уменьшается. Понятно, что чем меньше вредное пространство, тем меньше остается в цилиндре сжатого газа, тем быстрее при движении поршня вниз давление понижается до давления всасывания и тем раньше произойдет впуск газа.

В этой главе рассматриваются теоретические основы идеальных компрессоров, т. е. таких, в которых протекают только равновесные процессы и отсутствует вредное пространство.

§ 9.2. Процесс идеального одноступенчатого поршневого компрессора

До сих пор мы пользовались, главным образом, *pv*-диаграммой. Однако в некоторых случаях, в частности, при исследовании работы компрессоров, пользуются *pV*-диаграммой, где по оси ординат откладывают значения давлений, как и в *pv*-диаграмме, 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 даже какой-нибудь один из них, но масса рабочего тела в течение всего процесса остается неизменной.

В *pV*-диаграмме кроме процессов сжатия и расширения изображаются также и 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 поршневого теплового двигателя с помощью специального прибора, называемого *индикатором*, поэтому такие диаграммы называются *индикаторными*.

Рассмотрим процесс идеального одноступенчатого компрессора на *pV*-диаграмме. Начало линии всасывания, соответствующее крайнему левому положению поршня, изображено на этой диаграмме точкой 0, лежащей на оси давления (рис. 9.5), так как объем вредного пространства принят равным нулю.

При движении поршня вниз (см. рис. 9.1) газ всасывается в цилиндр машины через всасывающий клапан при постоянном давлении p_1 на протяжении всего хода поршня. Графически этот процесс изображен на рис. 9.5 горизонтальной линией 0-1. Точка 1 соответствует крайнему правому положению поршня.

В момент перемены направления движения поршня всасывающий клапан закрывается и при движении поршня вверх газ сжимается (линия 1-2). Когда давление газа станет

равным давлению p_2, начнется процесс нагнетания (выталкивания) сжатого газа в нагнетательный трубопровод через нагнетательный клапан (линия 2-3).

В момент второй перемены направления движения поршня нагнетательный клапан закрывается, давление в цилиндре понижается (линия 3-0) и всасывающий клапан снова открывается. Процесс повышения давления может протекать по адиабате, изотерме или политропе.

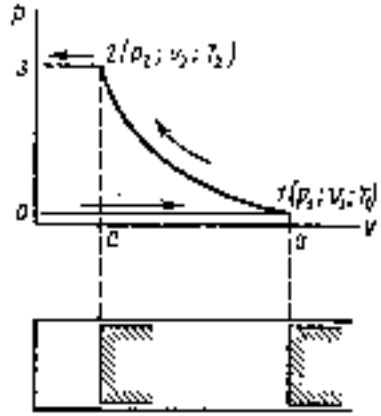


Рис. 9.5. Индикаторная диаграмма идеального одноступенчатого компрессора

Определим теоретическую работу $W_к$, затрачиваемую на сжатие газа массой m в одноступенчатом компрессоре. Эта работа на индикаторной диаграмме изображается пл. *0123* (рис. 9.5), которая, как известно, графически изображает работу изменения давления $W_{1,2}$.

Таким образом, теоретическая работа, затрачиваемая в процессе повышения давления газа в одноступенчатом компрессоре $W_к$, равна по абсолютному значению работе изменения давления $W_{1,2}$.

С учетом уравнения (7.24а) в случае адиабатного сжатия

$$|L_к| = |W_{1,2}| = kL_{1,2}. \qquad (9.1)$$

При вычислении работы компрессора удобно пользоваться отношением конечного давления газа p_2 к начальному p_1. Поэтому при адиабатном сжатии в уравнение (9.1) вместо $L_{1,2}$ подставим его значение из уравнения (7.29а):

$$|L_{к\ ад}| = \frac{k}{k-1} p_1 V_1 [(p_2/p_1)^{(k-1)/k} - 1]. \qquad (9.2)$$

В случае политропного сжатия, пользуясь уравнением (7.35а), получаем

$$|L_{к,пол}| = \frac{n}{n-1} p_1 V_1 [(p_2/p_1)^{(n-1)/n} - 1]. \qquad (9.3)$$

В случае изотермического сжатия, имея в виду уравнение (7.15), получим

$$|L_{\text{из.т}}| = 2{,}3 p_1 V_1 \lg (p_2/p_1), \qquad (9.4)$$

где p_2 и p_1 — начальное и конечное давления газа; V_1 — начальный объем газа, всасываемого в цилиндр компрессора за два хода поршня (или за один оборот коленчатого вала).

Если в уравнения (9.2) — (9.4) подставить вместо объема объемную подачу компрессора, представляющую отношение объема газа ко времени, то получим формулы для определения теоретической мощности компрессора N в ваттах (Вт):

$$N_{\text{ад}} = p_1 V_t [(p_2/p_1)^{(k-1)/k} - 1] \frac{k}{k-1}; \qquad (9.5)$$

$$N_{\text{пол}} = p_1 V_t [(p_2/p_1)^{(n-1)/n} - 1] \frac{n}{n-1}; \qquad (9.6)$$

$$N_{\text{из.т}} = 2{,}3 \, p_1 V_t \lg (p_2/p_1). \qquad (9.7)$$

Здесь V_t — объемная подача одноступенчатого компрессора, определяемая по формуле

$$V_t = V_1 z n, \qquad (9.8)$$

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.

В случае политропного или адиабатного сжатия температура сжимаемого газа повышается. При этом конечное значение ее T_2 для идеального газа может быть найдено по нижеследующим формулам:

при политропном сжатии

$$T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(n-1)/n} = T_1 \lambda^{(n-1)/n}; \qquad (в)$$

при адиабатном сжатии

$$T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(k-1)/k} = T_1 \lambda^{(k-1)/k}. \qquad (б)$$

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 λ. При высоких значениях конечной температуры газа T_2 возни-

кает опасность самовоспламенения смазочного масла, 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 давления в одноступенчатом компрессоре.

Пример 9.1. Найти максимально допустимое давление сжатия в идеальном одноступенчатом воздушном компрессоре p_2, если температура самовоспламенения смазочного масла $t_м = 270°$ С, температура наружного воздуха, поступающего в компрессор, $t_0 = 27°$С (начальное давление воздуха $p_1 = 0{,}1$ МПа), сжатие происходит по адиабате ($k = 1{,}4$).

Решение. Максимально допустимую температуру воздуха в конце сжатия примем равной температуре самовоспламенения масла: $T_2 = (t_м + 273)$ К $= (270 + 273)$ К $= 543$ К. Температуру воздуха в начале сжатия примем равной температуре наружного воздуха $T_1 = 300$ К, а давление $p_1 = 0{,}1$ МПа. Максимально допустимое конечное давление воздуха

$$p_2 = p_1 (T_2/T_1)^{k/(k-1)} = 0{,}1 \cdot 10^6 (543/300)^{1{,}4/(1{,}4-1)} \text{ МПа} = 0{,}798 \text{ МПа}.$$

Из этого примера следует, что для бескомпрессорных дизелей, требующих применения пускового воздуха давлением порядка 3 МПа, одноступенчатый пусковой компрессор непригоден.

Пример 9.2. Объемная подача идеального одноступенчатого воздушного компрессора составляет 0,2 м^3/с при температуре всасывания 27° 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

$T_2 = T_1 = (27 + 273)$ К $= 300$ К.

Объемная подача по конечным параметрам

$$V_{1,2} = V_1 (p_1/p_2) = 0{,}2 \, (0{,}1 \cdot 10^6/0{,}8 \cdot 10^6) \text{ м}^3/\text{с} = 0{,}025 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Мощность при изотермическом сжатии определяется по уравнению (9.7):

$$N_{из} = 2{,}3 \, p_1 V_1 \lg (p_2/p_1) = 2{,}3 \cdot 0{,}1 \cdot 10^6 \cdot 0{,}2 \lg 8 \text{ Вт} = 41\,500 \text{ Вт} = 41{,}5 \text{ кВт}.$$

Второй вариант — адиабатное сжатие ($k = 1{,}4$).

Конечная температура воздуха

$$T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(k-1)/k} = 300 \cdot 8^{(1{,}4-1)/1{,}4} \text{ К} = 544 \text{ К},$$

Объемная подача по конечным параметрам

$$V_{1,2} = V_1 (p_1/p_2)^{1/k} = 0{,}2 \, (1/8)^{1/1{,}4} \text{ м}^3/\text{с} = 0{,}045 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Мощность при адиабатном сжатии определяется по уравнению (9.5).

$$N_{ад} = p_1 V_1 [(p_2/p_1)^{(k-1)/k} - 1] k/(k-1)] =$$

$$= 0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,2 (8^{(1,4-1)/1,4} - 1) 1,4/(1,4-1)] \text{ Вт} = 58\,700 \text{ Вт} =$$

$$= 58,7 \text{ кВт}.$$

Третий вариант — политропное сжатие ($n = 1,2$).

Конечная температура воздуха

$$T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(n-1)/n} = 300 \cdot 8^{(1,2-1)/1,2} \text{ К} = 368 \text{ К}.$$

Объемная подача по конечным параметрам

$$V_{1,2} = V_1 (p_1/p_2)^{1/n} = 0,2 (1/8)^{1/1,2} \text{ м}^3/\text{с} = 0,070 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Мощность при политропном сжатии определяется по уравнению (9.6):

$$N_{пол} = p_1 V_1 [(p_2/p_1)^{(n-1)/n} - 1] n/(n-1)] =$$

$$= 0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,2 (8^{(1,2-1)/1,2} - 1)] 1,2/(1,2-1)] \text{ Вт} = 49\,600 \text{ Вт} = 49,6 \text{ кВт}.$$

Задачи

9.1. Компрессор, имеющий подачу 100 м³/ч, подает охлажденный до начальной температуры сжатый воздух давлением 0,5 МПа. Наружное давление 0,1 МПа при температуре 27 °С. 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. Компрессор всасывает воздух объемом 500 м³/ч, давлением 0,1 МПа и температурой 17° 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$^{-1}$.

Ответ: $V_h = 83,3$ л; $N_т = 29,0$ кВт.

9.3. Воздушный компрессор всасывает воздух объемом 500 м³/ч, давлением 0,1 МПа при температуре 17°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$^{-1}$.

Ответ: $T_2 = 543$ К; $V_h = 83,3$ л; $N_т = 41,6$ кВт.

9.4. Компрессор подает воздух массой 500 кг/ч, охлажденный до начальной температуры и сжатый до 0,8 МПа. Давление в цилиндре компрессора в начале сжатия 95 кПа при температуре 27° 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 3,40 кВт, или 10,5%.

9.5. Компрессор всасывает 250 м³/ч воздуха давлением 98 кПа при температуре 25°С и сжимает его до 0,8 МПа. Каков должен быть объемный 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.

§ 9.3. Процесс идеального многоступенчатого поршневого компрессора

В идеальном одноступенчатом компрессоре степень повышения давления газа λ (в частности, воздуха) не должна превышать 8, а практически 4—6, так как при более высокой степени повышения давления температура T_2 становится недопустимо высокой. Поэтому в тех случаях, когда нужно получить газ давлением больше 0,4 МПа при начальном давлении 0,1 МПа, применяют многоступенчатые компрессоры, в которых процесс сжатия протекает последовательно в нескольких ступенях. Газ, сжатый в первой ступени компрессора, пропускают через промежуточный холодильник, где температура его понижается при постоянном давлении приблизительно до температуры T_1 при вступлении в первую ступень. Охлажденный таким способом газ подвергают дальнейшему сжатию в следующей ступени компрессора, после чего он может быть охлажден снова и т.д.

Для практических целей достаточно иметь двух- или трехступенчатый компрессор.

Двухступенчатый поршневой воздушный компрессор, схематически изображенный на рис. 9.6, состоит из двух цилиндров *1* и *2* с поршнями *3* и *4*, получающими движение от коленчатого вала через шатуны *5* и *6*, и промежуточного холодильника *7* для воздуха.

При движении поршня *3* вниз атмосферный воздух при давлении $p_1 = 0{,}1$ МПа поступает через всасывающий клапан *9* в цилиндр низкого давления (ц.н.д.) *1*. При движении поршня вверх воздух в ц.н.д. сжимается до давления p_2 с повышением его температуры. Сжатый воздух через нагнетательный клапан *10* поступает в холодильник *7* со змеевиком *8*, через который насосом прокачивается охлаждающая вода. В холодильнике температура воздуха понижается примерно до температуры начала сжатия в ц.н.д. При движении поршня *4* вниз охлажденный в холодильнике воздух через впускной клапан *11* поступает в цилиндр высокого давления (ц. в. д.), где при движении поршня *4* вверх сжи-

мается до давления p_3, после чего вытесняется из цилиндра через нагнетательный клапан *12* в нагнетательный трубопровод.

В трехступенчатом компрессоре газ сжимается последовательно в трех цилиндрах: сначала в ц.н.д., затем в цилиндре среднего давления (ц. с. д.) и, наконец, в ц.в.д. В промежуточных холодильниках, устанавливаемых между ц.н.д. и ц.с.д., а также между ц.с.д. и ц.в.д., газ охлаждается примерно до первоначальной температуры, т. е. до температуры начала сжатия в ц.н.д.

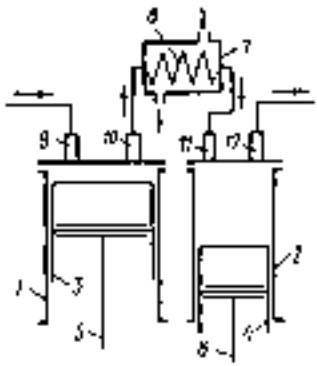


Рис. 9.6. Схема двухступенчатого компрессора

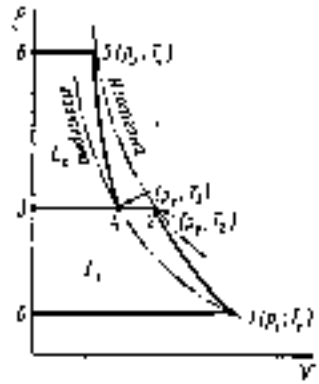


Рис. 9.7. Индикаторная диаграмма идеального двухступенчатого компрессора

Индикаторная диаграмма идеального двухступенчатого компрессора изображена на рис. 9.7. Здесь *0-1* — линия всасывания газа в ц.н.д., а точка *1* соответствует нижнему положению поршня *3*. При этом положении поршня давление газа p_1, а температура T_1. Процесс сжатия газа в ц.н.д. изображается линией *1-2*, которая в общем случае является политропой. В конце сжатия давление газа p_2 и температура T_2. Линия *2-3*, параллельная оси объемов,— процесс нагнетания газа из ц.н.д. в холодильник (при достаточно больших размерах холодильника указанный процесс в действительности происходит при почти постоянном давлении).

Газ, охлажденный в холодильнике до температуры $T_3 = T_1$, при том же давлении p_2 поступает в ц.в.д. (линия *3-4*). Точка *4* должна лежать левее точки *2*, так как объем газа при изобарном охлаждении уменьшается. В точке *4*,

соответствующей нижнему положению поршня м.в.д., газ имеет давление p_1 и температуру $T_5 = T_1$. Политропа 4-5 — процесс сжатия в м.в.д., причем в точке 5 газ имеет давление p_2 и температуру T_4, линия 5-6 — процесс нагнетания газа из м.в.д. 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 температуры газа в начале и в конце сжатия во всех цилиндрах одинаковы (например, для двухступенчатого компрессора $T_1 = T_3$ и $T_2 = T_4$). Равенства этих температур обеспечивают и одинаковые степени повышения давлений в каждой ступени. Действительно, при адиабатном сжатии

$$p_2/p_1 = (T_2/T_1)^{k/(k-1)}; \qquad (а)$$

$$p_4/p_3 = (T_4/T_3)^{k/(k-1)}. \qquad (б)$$

Так как правые части равенств (а) и (б) равны между собой, то равны и левые:

$$p_2/p_1 = p_4/p_3. \qquad (в)$$

Обозначим степени повышения давления в отдельных ступенях компрессора через λ:

$$\lambda = p_2/p_1 = p_4/p_3 = \ldots = p_n/p_{n-1}. \qquad (г)$$

Перемножив почленно эти два уравнения, получим

$$\lambda^2 = (p_2/p_1)(p_4/p_3) \qquad (д)$$

или

$$\lambda^2 = p_4/p_1. \qquad (е)$$

Поэтому для двухступенчатого компрессора степень повышения давления для одной ступени

$$\lambda = \sqrt{(p_4/p_1)}, \qquad (9.9)$$

а для трехступенчатого компрессора

$$\lambda = \sqrt[3]{(p_6/p_1)}, \qquad (9.10)$$

где p_4 — конечное давление сжатия в третьей ступени.

Выведем формулы для определения работы и мощности идеального многоступенчатого компрессора

Для двухступенчатого компрессора работа, затрачиваемая на работу адиабатного сжатия газа в первой ступени:

$$|L_1| = p_1 V_1 (\lambda^{(k-1)/k} - 1) \frac{k}{k-1}; \qquad (9.11)$$

во второй ступени

$$|L_2| = p_2 V_2 (\lambda^{(k-1)/k} - 1) \frac{k}{k-1}, \qquad (9.12)$$

но $p_1 V_1 = mR_0 T_1$, а $p_2 V_2 = mR_0 T_2$.

Если принять, что температура в начале сжатия в ц.н.д. равна температуре в начале сжатия в ц.в.д., 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:

$$|L| = |L_1| + |L_2| = 2|L_1|.$$

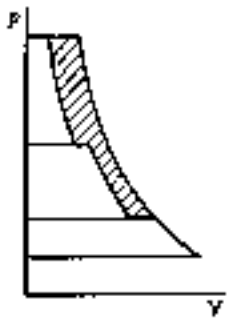


Рис. 9.8. Выигрыш в работе при многоступенчатом сжатии

Таким же путем можно установить, что для трехступенчатого компрессора

$$|L| = |L_1| + |L_2| + |L_3| = 3|L_1|,$$

где $|L_1|$, $|L_2|$ и $|L_3|$—абсолютные значения работ, затрачиваемых на сжатие газа соответственно в первой, второй и третьей ступенях.

Цилиндровая мощность многоступенчатого компрессора может быть найдена по уравнениям (9.5), (9.6) или (9.7).

Для двухступенчатого компрессора

$$N = N_1 + N_2 = 2N_1,$$

а для трехступенчатого

$$N = 3N_1.$$

Выгодность применения многоступенчатых компрессоров заключается также и в том, что при одинаковых начальном и конечном давлениях сжимаемого газа и одинаковых его объемных подачах мощность, необходимая для сжатия газа в таких компрессорах, меньше, чем в одноступенчатом компрессоре, что видно из рис. 9.8. Заштрихованная площадь этой диаграммы представляет собой выигрыш в работе при многоступенчатом сжатии.

Пример 9.3. В идеальном двухступенчатом компрессоре воздух сжимается до 2 МПа. Найти температуру в конце сжатия и конечное давление в первой ступени (т. е. p_2), если температура наружного воздуха $t = 10°C$ и давление его $p_1 = 0{,}1$ 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:

$$\lambda = \sqrt{p_2/p_1} = \sqrt{2/0{,}1} = 4{,}47.$$

Поэтому $p_2 = \lambda p_1 = 4{,}47 \cdot 0{,}1$ МПа $= 0{,}45$ МПа.

Находим температуру T_2 в конце сжатия первой ступени компрессора:

$$T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(n-1)/n} = \lambda^{(n-1)/n} = 4{,}47^{(1{,}2-1)/1{,}2} = 1{,}527;$$

$$T_2 = 1{,}527 T_1 = 1{,}527 \cdot 283\text{K} = 440\text{K} \text{ или } t_2 = (440 - 273)°C = 167°C.$$

Пример 9.4. Объемная подача идеального трехступенчатого компрессора составляет 0,03 м³/с (при всасывании), $t_1 = 27°C$ 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:

$$\lambda = p_2/p_1 = \sqrt[3]{(p_4/p_1)} = \sqrt[3]{6{,}4 \cdot 10^6/(0{,}1 \cdot 10^6)} = \sqrt[3]{64} = 4.$$

Мощность одной ступени компрессора при политропном сжатии определяем по уравнению (9.6):

$$N'_{\text{пол}} = p_1 V_1 [(p_2/p_1)^{(n-1)/n} - 1] \frac{n}{n-1} =$$

$$= 0{,}1 \cdot 10^6 \cdot 0{,}03 [4^{(1{,}2-1)/1{,}2} - 1] \frac{1{,}2}{1{,}2-1} \text{ Вт} = 4680 \text{ Вт} = 4{,}68 \text{ кВт}.$$

Мощность трехступенчатого компрессора при политропном сжатии равна

$$N_{\text{пол}} = 3 N'_{\text{пол}} = 3 \cdot 4{,}68 \text{ кВт} = 13 \text{ кВт}.$$

Задачи

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 в трехступенчатом компрессоре, составляет 250 кг/ч при давлении 8 МПа. Найти теоретическую подводимую мощность, необходимую для обеспечения такой подачи воздуха. Сжатие считать адиабатным. Давление всасываемого воздуха 95 кПа, а его температура 17° С.

Ответ: 31,8 кВт.

9.8. Трехступенчатый компрессор всасывает воздух объемом 60 м³/ч, давлением 80 кПа при температуре 27° С и сжимает его адиабатно до 10 МПа. Найти объемную подачу компрессора по сжатому воздуху и теоретическую мощность компрессора $N_т$.

Ответ: $V = 0{,}8$ м³/ч; $N_т = 8{,}1$ кВт.

9.9. При пуске в ход дизеля 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°С перед началом заполнения 0,1 МПа, а в конце заполнения 4,3 МПа. При подсчете принять, что давление и т. д. компрессора в начале сжатия 90 кПа. Температура воздуха в начале сжатия в обеих ступенях 27° С. Работа в них разделена поровну. Сжатие происходит по политропе с показателем $n = 1{,}3$.

Ответ: 11,8 мин.

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 на всем протяжении хода поршня?
3. Как влияет на показатель политропы сжатия усиление охлаждения стенок цилиндра компрессора?
4. От каких причин зависит наибольшее допустимое давление в конце сжатия в компрессоре?
5. Для чего применяется многоступенчатое сжатие?
6. В чем преимущества многоступенчатого сжатия по сравнению с одноступенчатым?

Глава 10

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ И ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

§ 10.1. Общие понятия

Процессы, по которым работают двигатели внутреннего сгорания (ДВС) и газотурбинные установки (ГТУ), являются процессами необратимыми. Действительно, во всех реально существующих ДВС теплота подводится к рабочему телу путем сжигания топлива внутри цилиндра двигателя, в ГТУ топливо сжигается в специальных камерах сгорания, а процесс сгорания является процессом необратимым. Кроме того, работа реальных ДВС и ГТУ сопровожда-

ется трением, лучеиспусканием и другими необратимыми явлениями.

В термодинамике рассматриваются так называемые термодинамические циклы, состоящие только из обратимых процессов, которые, как известно, могут подвергаться термодинамическим исследованиям. При этом предполагается, что рабочим телом является идеальный газ, теплота подводится к нему извне, а не выделяется при сгорании топлива внутри цилиндра двигателя или в камере сгорания. Кроме того, предполагается отсутствие трения, лучеиспускания и других необратимых явлений, сопровождающих работу двигателей. Результаты исследования термодинамических циклов можно в принципе применять к практическим, действительно осуществляемым процессам ДВС и ГТУ введением в расчет различных поправочных коэффициентов.

В зависимости от способа подвода теплоты к рабочему телу здесь рассматриваются следующие термодинамические циклы ДВС:

1) цикл со смешанным подводом теплоты, который является идеальным циклом широко распространенных двигателей внутреннего сгорания — бескомпрессорных дизелей;

2) цикл с изохорным подводом теплоты. Этот цикл является идеальным циклом тоже широко распространенных в народном хозяйстве карбюраторных и газовых двигателей;

3) цикл с изобарным подводом теплоты, являющийся идеальным циклом турбинных установок.

§ 10.2. Термодинамический цикл ДВС со смешанным подводом теплоты

Познакомимся сначала с принципом работы четырехтактного бескомпрессорного дизеля, схема которого показана на 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 до значения, превышающего температуру самовоспламенения топлива. Незадолго до прихода поршня в крайнее верхнее положение — верхнюю мертвую точку (в.м.т.) — в цилиндр через форсунку *3* впрыскивается под большим давлением (10—40 МПа) жидкое топливо; начинается процесс горения топлива в начале при постоянном объеме с повышением давле-

ния 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 мертвую точку (н.м.т.) открывается выпускной клапан 4, давление газов понижается, отработавшие газы на протяжении всего последующего хода поршня вверх (четвертый такт) удаляются из цилиндра. Затем все описанные процессы повторяются.

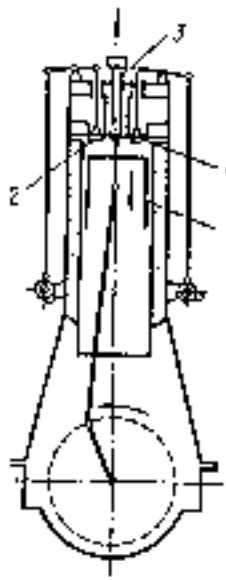


Рис. 10.1. Схема бескомпрессорного дизеля

В связи с тем что процессы впуска воздуха и выпуска отработавших газов (первый и четвертый такты) являются процессами чисто механическими, а не термодинамическими, на *pv*- и *Ts*-диаграммах их не показывают.

На рис. 10.2 и 10.3 показан термодинамический цикл ДВС со смешанным подводом теплоты на *pv*- и *Ts* - диаграммах.

Точка *a* на этих диаграммах соответствует положению поршня в н.м.т. Линия *a-c* — линия адиабатного процесса сжатия идеального газа (рабочего тела), протекающего с повышением его давления и температуры и уменьшением удельного объема. По изохоре *c-z'* и изобаре *z'-z* происходит подвод теплоты. Линия *z-b* изображает адиабатное расширение газа с понижением давления и температуры и увеличением его удельного объема. По изохоре *b-a* теплота отводится.

Характеризующими этот цикл величинами являются:

степень сжатия ε — отношение удельного объема газа в начале сжатия v_a к удельному объему в конце сжатия v_c:

$$\varepsilon = v_a/v_c; \qquad (10.1)$$

степень повышения давления λ — 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 ρ — отношение удельного объема газа в конце подвода теплоты v_z к удельному объему в начале подвода теплоты v_c:

$$\rho = v_z/v_c. \tag{10.3}$$

Для вывода формулы термического к.п.д. цикла со смешанным подводом теплоты воспользуемся общим уравнени-

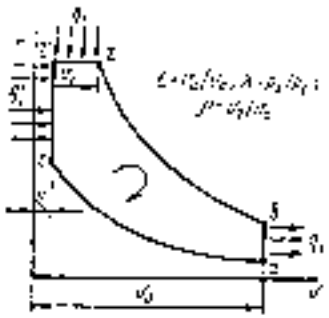


Рис. 10.2. *pv*-диаграмма цикла со смешанным подводом теплоты

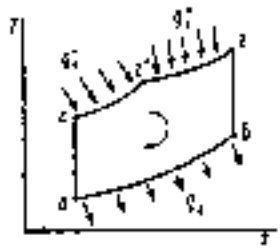


Рис. 10.3. *Ts*-диаграмма цикла со смешанным подводом теплоты

ем для этого коэффициента. Полагая, что цикл совершает идеальный газ массой 1 кг, можно записать

$$\eta_t = 1 - |q_2|/|q_1| = 1 - |q_2|/(|q_1'| + |q_1''|), \tag{a}$$

где $|q_1'|$ — абсолютное значение удельной теплоты, подводимой к газу по изохоре c-z' (см. рис. 10.2 и 10.3); $|q_1''|$ — абсолютное значение удельной теплоты, подводимой к газу по изобаре z'-z:

$$|q_1'| = \overline{c}_v (T_{z'} - T_c); \quad |q_1''| = \overline{c}_p (T_z - T_{z'}).$$

Удельная теплота q_2, отводимая в холодильник по изохоре b-a, вычисляется по формуле

$$|q_2| = \overline{c}_v (T_b - T_a).$$

Подставив значения $|q_1|$, $|q_1'|$ и $|q_2|$ в уравнение (а), получим

$$\eta_t = 1 - \frac{\overline{c}_v (T_b - T_a)}{\overline{c}_p (T_{z'} - T_c) + \overline{c}_v (T_z - T_{z'})}.$$

Разделив числитель и знаменатель на $\overline{c}_v$, получим

$$\eta_t = 1 - \frac{T_b - T_a}{T_{z'} - T_c + \frac{\overline{c}_p}{\overline{c}_v}(T_z - T_{z'})} =$$

$$= 1 - \frac{T_b - T_a}{T_{z'} - T_c + k(T_z - T_{z'})}. \qquad (б)$$

Определим температуры T_c, $T_{z'}$, T_z и T_b в зависимости от T_a.

Для нахождения T_c воспользуемся соотношением параметров в адиабатном процессе a-c:

$$T_a/T_a = (v_a/v_c)^{k-1} = \varepsilon^{k-1},$$

откуда

$$T_a = T_a \varepsilon^{k-1}. \qquad (в)$$

Для вычисления $T_{z'}$ воспользуемся соотношением параметров в изохорном процессе c-z':

$$T_{z'}/T_c = p_{z'}/p_c = \lambda,$$

откуда

$$T_{z'} = T_c \lambda = T_a \varepsilon^{k-1} \lambda. \qquad (г)$$

Температуру T_z найдем как конечную температуру изобарного процесса z'-z:

$$T_z/T_{z'} = v_z/v_c = \rho,$$

откуда

$$T_z = T_{z'} \rho = T_a \varepsilon^{k-1} \lambda \rho. \qquad (д)$$

Температуру T_b найдем из соотношения параметров в адиабатном процессе z-b:

$$T_b/T_z = (v_z/v_b)^{k-1}.$$

Так как $v_b = v_a$, то $T_b/T_z = (v_z/v_a)^{k-1}$.

Разделив числитель и знаменатель правой части этого уравнения на v_c^{k-1}, получим

$$T_b/T_z = [(v_z/v_c)/(v_a/v_c)]^{k-1}$$

или

$$T_b = T_z (\rho/\varepsilon)^{k-1} = T_a \varepsilon^{k-1} \lambda \rho (\rho/\varepsilon)^{k-1}.$$

Окончательно получаем

$$T_b = T_a \rho^k \lambda. \qquad (е)$$

Полученные значения T_c, T_z, T_z и T_b подставим в формулу (б):

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

Вынося в знаменателе из скобок ε^{k-1} и после сокращения на T_a получаем окончательно

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}. \qquad (10.4)$$

Из этого уравнения следует, что повышения экономичности двигателя можно достигнуть увеличением степени сжатия ε и степени повышения давления λ и уменьшением степени предварительного расширения ρ.

Пример 10.1. Исследовать термодинамический цикл со смешанным подводом теплоты по следующим данным: $p_a = 0{,}1$ МПа; $t_a = 27°$ С; $\overline{c_v} = 0{,}72$ кДж/(кг·К); $|q_1'| = |q_1''| = 1340$ кДж/кг; $k = 1{,}4$; $p_z = 5{,}5$ МПа и $\varepsilon = 15$. Рабочее тело — воздух, рассматриваемый как идеальный газ. Масса воздуха 1 кг.

Решение. Находим параметры в характерных точках цикла:

в точке a — начале сжатия $v_a = R_в T_a / p_a$; для воздуха $R_в = 287{,}1$ Дж/(кг·К), $T_a = 273 + t_a = (273 + 27)$ К $= 300$ К, поэтому

$$v_a = 287{,}1 \cdot 300/(0{,}1 \cdot 10^6) \text{ м}^3/\text{кг} = 0{,}861 \text{ м}^3/\text{кг};$$

в точке c — конце сжатия — пользуемся уравнением (10.1) (степень сжатия $\varepsilon = 15$):

$$v_c = v_a/\varepsilon = 0{,}861/15 \text{ м}^3/\text{кг} = 0{,}0573 \text{ м}^3/\text{кг}; \; p_c = p_a (v_a/v_c)^k, \text{ откуда}$$

$$p_c = p_a \varepsilon^k = 0{,}1 \cdot 15^{1{,}4} \text{ МПа} = 4{,}43 \text{ МПа};$$

$$T_c = p_c v_c / R_в = 4{,}43 \cdot 10^6 \cdot 0{,}0573/287{,}1 \text{ К} = 883 \text{ К или } t_c = 610° \text{ С};$$

в точке z' — конце подвода теплоты при постоянном объеме — пользуемся уравнением (10.2) (степень повышения давления $\lambda = p_z/p_c = 5{,}5/4{,}43 = 1{,}242$):

$$T_{z'} = T_c \lambda = 883 \cdot 1{,}242 \text{ К} = 1097 \text{ К или } t_{z'} = 824 \text{ °С}; \; v_{z'} = v_c = 0{,}0573 \text{ м}^3/\text{кг};$$

в точке z — конце подвода теплоты при постоянном давлении — предварительно вычисляем q_1'; так как $q_1' + q_1'' = 1340$ кДж/кг, то сначала подсчитаем q_1'':

$$|q_1''| = \overline{c_p}(T_z - T_{z'}) = 0{,}72 \cdot 10^3 (1097 - 883) \text{ кДж/кг} = 154 \text{ кДж/кг},$$

поэтому $|q_1'| = (1340 - 154)$ кДж/кг $= 1186$ кДж/кг.

Температуру T_z в точке z определяем из уравнения

$$|q_1'| = \bar{c}_p (T_z - T_{z'}), \text{ откуда } T_z = q_1'/\bar{c}_p + T_{z'}.$$

Находим предварительно $\bar{c}_p$:

$$\bar{c}_p = \bar{k}c_v = 1{,}4 \cdot 0{,}72 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг·К)} = 1{,}01 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Подставляя значение $\bar{c}_p$, определяем

$$T_z = (1186/1{,}01 + 300) \text{ К} = 2274 \text{ К} \quad \text{или} \quad t_z = (2274 - 273)^\circ \text{C} = 2001^\circ \text{C}.$$

Находим p_z. Сначала подсчитаем степень предварительного расширения: $\rho = T_z/T_{z'} = 2274/1097 = 2{,}07$.

Теперь вычисляем $v_z = v_{z'} = \rho v_c = 2{,}07 \cdot 0{,}0573 \text{ м}^3/\text{кг} = 0{,}118 \text{ м}^3/\text{кг}$; в точке b — конце адиабатного расширения — $v_b = v_a = 0{,}861 \text{ м}^3/\text{кг}$; находим T_b из уравнения (е):

$$T_b = T_z \rho^k \lambda = 300 \cdot 2{,}07^{1{,}4} \cdot 1{,}242 \text{ К} = 1034 \text{ К} \text{ или}$$
$$t_b = (1034 - 273)^\circ \text{C} = 761^\circ \text{C}.$$

Давление p_b находим из уравнения состояния для точки b: $p_b = R_g T_b/v_b = 287{,}1 \cdot 1034/0{,}861 \text{ Па} = 0{,}345 \text{ МПа}$.

Определяем термический к. п. д. цикла по уравнению (10.4):

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda\rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)} = 1 - \frac{1}{15^{1,4-1}} \times$$
$$\times \frac{1{,}242 \cdot 2{,}07^{1{,}4} - 1}{1{,}242 - 1 + 1{,}4 \cdot 1{,}242\,(2{,}07 - 1)} = 1 - \frac{1}{2{,}954} \times$$
$$\times \frac{1{,}242 \cdot 2{,}78 - 1}{0{,}242 + 1{,}4 \cdot 1{,}242 \cdot 1{,}07} = 0{,}605 \; (60{,}5\ \%).$$

Проверка.

Удельная работа цикла: $|l_0| = |l_{z'-z}| + |l_{z-a}| - |l_{c-c}|$;
$|l_{z'-z}| = R_g (T_z - T_{z'}) = 287{,}1\,(2274 - 1097) \text{ Дж/кг} = 337{,}9 \text{ кДж/кг}$;
$|l_{z-a}| = R_g (T_z - T_b)/(k-1) = 287{,}1\,(2274 - 1034)/(1{,}4 - 1) \text{ Дж/кг} = 890 \text{ кДж/кг}$; $|l_{a-c}| = R_g(T_c - T_a)/(k-1) = 287{,}1\,(573 - 300)/(1{,}4-1) \text{ Дж/кг} = 418 \text{ кДж/кг}$.

Удельная работа цикла $|l_0| = (337{,}9 + 890 - 418) \text{ кДж/кг} = 809{,}9 \text{ кДж/кг}$.

Термический к.п.д. цикла

$$\eta_t = |l_0|/|q_1| = \frac{|l_0|}{|q_1'| + |q_1''|} = (809 \cdot 10^3)/(1343 \cdot 10^3) =$$
$$= 0{,}604 \; (или\ 60{,}4\ \%),$$

что отличается от ранее найденного значения η_t (60,5%) на 0,1 %.

Задачи

10.1. Известны следующие параметры цикла 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 характерных точек диаграммы цикла, количество подведенной теплоты, удельную работу цикла и его термический к.п.д.

Ответ: $v_a = 0{,}870$ м³/кг; $v_c = 0{,}124$ м³/кг; $v_z = 0{,}149$ м³/кг; $p_c = 1{,}52$ МПа; $p_z = 3{,}05$ МПа; $p_b = 0{,}29$ МПа; $t_c = 387°C$; $t_z = 1047°C$; $t_z = 1321°C$; $t_b = 511°C$; $|q_1| = 744{,}2$ кДж/кг; $|q_2| = 376{,}2$ кДж/кг; $|l_0| = 396$ кДж/кг; $\eta_t = 0{,}532$.

10.2. Для цикла со смешанным подводом теплоты дано: рабочее тело — воздух; $m = 1$ кг; $p_a = 0{,}1$ МПа; $t_a = 27°C$; $c_p = 0{,}714$ кДж/(кг·К); $\lambda = 1{,}5$; $\rho = 1{,}7$; $\varepsilon = 14$.
Найти $|q_1'|$, $|q_1''|$, $|l_0|$, η_t.

Ответ: $|q_1'| = 307{,}0$ кДж/кг; $|q_1''| = 911{,}4$ кДж/кг; $|l_0| = 741$ кДж/кг; $\eta_t = 0{,}63$.

10.3. Найти давление и температуру в точках a, c, z', z и b цикла со смешанным подводом теплоты и η_t, если известно, что рабочее тело — воздух; $p_a = 0{,}1$ МПа; $T_a = 288$ К; количество подведенной теплоты $|q_1| = 840$ кДж/кг; степень повышения давления $\lambda = 1{,}9$; теплоемкость $c_v = 0{,}840$ 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; $T_c = 850$ К; $T_{z'} = 1530$ К; $T_b = 696$ К; $T_z = 1756$ К.

§ 10.3. Термодинамический цикл ДВС с изохорным подводом теплоты

Этот термодинамический цикл является идеальным для многочисленного класса карбюраторных и газовых двигателей, широко распространенных в установках на самолетах, автомобилях, на катерах и моторных лодках, в маломощных стационарных установках (например, для приведения в действие небольших электродвигателей и т. п.).

Четырехтактный карбюраторный двигатель, схема которого показана на рис. 10.4, работает следующим образом. При движении поршня *1* вниз через всасывающий клапан *3* в цилиндр засасывается смесь паров жидкого легкоиспаряющегося топлива (например, бензина) с воздухом, образуемая 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 5 (второй такт). Сгорание смеси, соответствующее процессу подвода теплоты, происходит почти мгновенно в виде взрыва; соответственно подвод теплоты в термодинамическом цикле считается изохорным. В результате сгорания смеси давление и температура ее повышаются и затем совершается рабочий ход, при котором поршень идет вниз (третий такт). В конце рабочего хода выпускной клапан 4 открывается, поршень идет снова вверх и выталкивает из цилиндра продукты сгорания (четвертый такт).

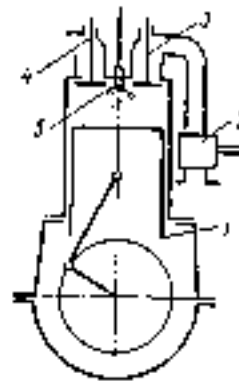


Рис. 10.4. Схема карбюраторного двигателя

Если в цикле со смешанным подводом теплоты принять, что подвод теплоты происходит только по изохоре c-z, т.е. приравнять ρ единице, то v_z станет равным v_c. В этом случае получим цикл с изохорным подводом теплоты, который на pv- и Ts-диаграммах имеет вид, показанный на рис. 10.5 и 10.6. На этих рисунках линия a-c графически изображает процесс адиабатного сжатия идеального газа; c-z — процесс подвода теплоты по изохоре; z-b — процесс адиабатного расширения (рабочий ход) и линия b-a — процесс отвода теплоты в холодильник по изохоре.

Термический к.п.д. этого цикла определяется по уравнению (10.4), если приравнять в нем $\rho = 1$:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda - 1}{\lambda - 1}$$

или

$$\boxed{\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}}. \qquad (10.5)$$

Из уравнения (10.5) видно, что термический к.п.д. цикла ДВС с подводом теплоты по изохоре зависит от степени сжатия ε и показателя адиабаты k. При неизменном значении термический к.п.д. этого цикла η_t увеличивается с увеличением степени сжатия.

Пример 10.2. Исследовать цикл с изохорным подводом теплоты, если дано: $V_c = 1{,}5$ л; $t_a = 90°C$; $p_a = 0{,}1$ МПа; $\varepsilon = 5$; $\lambda = 1{,}6$; $k = 1{,}4$ (см. рис. 10.5). Рабочее тело — воздух.

Решение. 1. Параметры рабочего тела в характерных точках диаграммы цикла:

точка a. Подсчитаем объем газа V_a. Известно, что $V_a/V_c = \varepsilon = 5$, поэтому $V_a = 5\,V_c = 5 \cdot 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ м^3 $= 0{,}0075$ м^3 $= 7{,}5 \cdot 10^{-3}$ м^3.

Найдем $T_a = T_a = (273 + t_a) = (273 + 90)$ К $= 363$ К.

Давление p_a дано в условии примера;

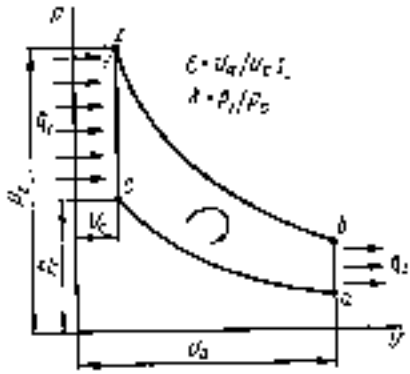


Рис. 10.5. *pv*-диаграмма цикла с изохорным подводом теплоты

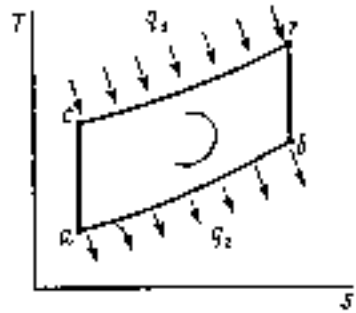


Рис. 10.6. *Ts*-диаграмма цикла с изохорным подводом теплоты

точка c. $p_c/p_a = (V_a/V_c)^k = \varepsilon^k$, поэтому $p_c = p_a\varepsilon^k = 0{,}1 \cdot 5^{1{,}4}$ МПа $= 0{,}95$ МПа;

$T_c = T_a\varepsilon^{k-1} = 363 \cdot 5^{1{,}4-1}$ К $= 690$ К; $V_c = 0{,}0015$ м^3 — по условию;

точка z. $p_z/p_c = \lambda$, откуда $p_z = p_c\lambda = 0{,}95 \cdot 1{,}6$ МПа $= 1{,}52$ МПа; $V_z = V_c = 0{,}0015$ м^3. $T_z/T_c = p_z/p_c = \lambda$, следовательно, $T_z = T_c\lambda = 690 \cdot 1{,}6$ К $= 1104$ К;

точка b. $V_b = V_a = 0{,}0075$ м^3. $p_b/p_z = (V_z/V_b)^k = (V_c/V_a)^k = 1/\varepsilon^k$, откуда $p_b = p_z/\varepsilon^k = 1{,}5/5^{1{,}4}$ МПа $= 0{,}16$ МПа.

Известно, что $T_b/T_a = p_b/p_a$ или $T_b = T_a p_b/p_a = 363\,\dfrac{0{,}16 \cdot 10^6}{0{,}1 \cdot 10^6}$ К $=$ $= 581$ К.

2. Работа цикла

$$|L_1| = |L_{z\text{-}b}| - |L_{a\text{-}c}|,$$

$$|L_{z\text{-}b}| = \frac{p_z V_z - p_b V_b}{k-1} =$$

$$= \frac{1{,}52 \cdot 10^6 \cdot 0{,}0015 - 0{,}16 \cdot 10^6 \cdot 0{,}0075}{1{,}4-1}\ \text{кДж} = 2{,}70\ \text{кДж};$$

$$|L_{c-c}| = \frac{p_c V_c - p_a V_a}{k-1} =$$

$$= \frac{0{,}95 \cdot 10^6 \cdot 0{,}0015 - 0{,}1 \cdot 10^6 \cdot 0{,}0075}{1{,}4-1}\ \text{кДж} = 1{,}69\ \text{кДж}.$$

Итак, $L_ц = (2{,}70 - 1{,}69)$ кДж $= 1{,}01$ кДж.

3. Термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = 1 - \frac{1}{5^{1,4-1}} = 0{,}474\ (47{,}4\ \%).$$

4. Подведенная и отведенная теплоты $|Q_1|$ и $|Q_2|$.

Если в уравнении Майера $\bar{c}_p - \bar{c}_v = R_0$ правую и левую части разделить на c_v и учесть, что $c_p/c_v = k$, получим

$k - 1 = R_0/\bar{c}_v$, откуда

$$\bar{c}_v = R_0/(k-1) = 287{,}1/(1{,}4-1)\ \text{Дж/(кг·К)} = 0{,}718\ \text{кДж/(кг·К)}.$$

Масса газа $m = p_a V_a/(R_0 T_a) = 0{,}1 \cdot 10^6 \cdot 0{,}0075/(287{,}1 \cdot 363)$ кг $=$ $= 0{,}0072$ кг.

Таким образом, получаем, что

$$|Q_1| = 0{,}718 \cdot 0{,}0072\ (1104 - 690)\ \text{кДж} = 2{,}14\ \text{кДж};$$

$$|Q_2| = 0{,}718 \cdot 0{,}0072\ (581 - 363)\ \text{кДж} = 1{,}13\ \text{кДж}.$$

Проверка.

Работа цикла

$$|L_ц| = |Q_1| - |Q_2| = (2{,}14 - 1{,}13)\ \text{кДж} = 1{,}01\ \text{кДж}.$$

Термический к. п. д. цикла

$$\eta_t = (|Q_1| - |Q_2|)/|Q_1| = (2{,}14 - 1{,}13)/2{,}14 = 0{,}472\quad (47{,}2\%),$$

что отличается от ранее найденного значения η_t на 0,2%.

Пример 10.3. Найти наибольшую допустимую степень сжатия в цикле с изохорным подводом теплоты, если известно, что $p_a = 90$ кПа, $t_a = 80°C$, показатель адиабаты сжатия $k = 1{,}3$ и температура самовоспламенения горючей смеси $t = 400\ °C$.

Решение. Температура в конце сжатия T_c не должна превышать температуру самовоспламенения горючей смеси T или в пределе может равняться T. В данном случае допускаем, что $T_c = T = t + 273 = (400 - 273)\ \text{К} = 673$ К.

Из соотношения $T_c/T_a = (V_a/V_c)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}$ находим, что

$$\varepsilon_{max} = (T_c/T_a)^{1/(k-1)} = (673/353)^{1/(1,3-1)} = 5.$$

Следовательно, во избежание самовоспламенения горючей смеси во время сжатия ее в цилиндре степень сжатия не должна быть больше 5.

Задачи

10.4. Для цикла с изохорным подводом теплоты, совершаемого воздухом, масса которого 1 кг, заданы следующие параметры: $p_a = 0{,}1$ МПа, $t_a = 27°$ С. Определить подведенную удельную

теплоту $|q_1|$, удельную работу цикла $|l_0|$ и термический к.п.д. η_t, если $\varepsilon = 5{,}5$; $\lambda = 4$; $\bar{c}_p = 0{,}722$ кДж/(кг·К) и $k = 1{,}4$.

Ответ: $|q_1| = 1{,}29$ МДж/кг; $|l_0| = 626$ кДж/кг; $\eta_t = 0{,}494$.

10.5. Исследовать цикл с изохорным подводом теплоты, совершаемый воздухом массой 1 кг, если дано: $p_a = 0{,}1$ МПа; $t_a = 27$ °С; $\varepsilon = 5{,}5$; $\bar{c}_p = 0{,}722$ кДж/(кг·К); $|q_1| = 1{,}13$ МДж/кг; $k = 1{,}4$.

Ответ: $v_a = 0{,}86$ м³/кг; $v_z = 0{,}16$ м³/кг; $p_z = 5{,}87$ МПа; $T_z = 2160$ К; $T_c = 592$ К; $v_c = 0{,}16$ м³/кг; $p_c = 1{,}06$ МПа; $\lambda = 5{,}65$; $\eta_t = 0{,}494$; $v_b = 0{,}86$ м³/кг; $p_b = 365$ кПа; $T_b = 1100$ К; $|l_0| = 559$ кДж/кг.

10.6. Определить степень сжатия и термический к.п.д. цикла с изохорным подводом теплоты при следующих данных: $t_a = 60$ °С, $t_c = 270$ °С и $k = 1{,}4$.

Ответ: $\varepsilon = 3{,}4$; $\eta_t = 38{,}7\%$.

§ 10.4. Термодинамический цикл газотурбинных установок с изобарным подводом теплоты

В настоящее время газотурбинные установки (ГТУ) находят все большее распространение в авиации, судовых установках, железнодорожном транспорте, на компрессорных станциях. Расширяется использование таких установок и в энергетике.

Распространение 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. В СССР единичная мощность газотурбинных двигателей превышает 100 МВт. К.п.д. таких двигателей доходит до 35%.

Принцип действия газовой турбины легко уясняется по рис. 10.7. Турбина состоит из двух основных частей: ротора 1, насаженного на рабочий вал 2, и статора — неподвижной части турбины, в котором устроены каналы-сопла 3. Проходя по таким соплам, газы (состоящие из смеси продуктов сгорания топлива с воздухом) вследствие падения давления приобретают большую скорость, измеряемую сотнями метров в секунду и часто превышающую скорость звука. По выходе из сопла газы направляются в каналы,

образуемые рабочими лопатками 4, укрепленными по окружности ротора, и заставляют его вращаться. На первый взгляд может показаться, что это происходит за счет удара потока газов о стенки лопаток 4. В действительности же поток газов входит в каналы без удара, но благодаря тому, что лопатки не плоские, а изогнутые, поток газов, проходя между ними, постоянно меняет направление своего движения и при этом возникает сила, действующая на стенку лопатки и заставляющая ротор вращаться.

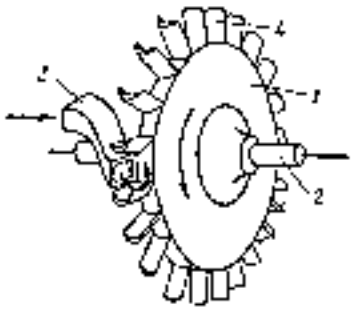


Рис. 10.7. Простейшая схема проточной части турбины

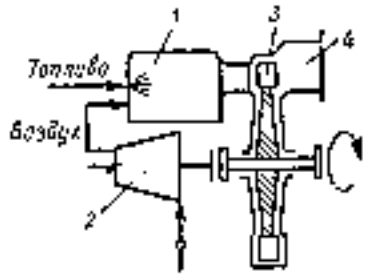


Рис. 10.8. Схема ГТУ с изобарным подводом теплоты

Рассмотрим работу ГТУ с изобарным подводом теплоты. Такой тип ГТУ в настоящее время является основным. Схема ее показана на рис. 10.8. Рабочая газовая смесь подготавливается в камере сгорания *1*, в которую подается воздух, предварительно сжатый в компрессоре 2, и топливо (жидкое или газообразное). Хотя процесс сгорания (подвода теплоты) протекает при высокой температуре (около 2000 °С), образующиеся продукты сгорания смешиваются в камере с воздухом, не принимающем участия в горении, т. е. относительно холодным, благодаря чему температура газовой смеси понижается до 600—700 °С. Такая смесь направляется из камеры сгорания в турбину *3*, а отработавшая в ней, как было описано выше, отводится в атмосферу через выпускной патрубок *4*.

Следует подчеркнуть, что все процессы, протекающие в камере сгорания, а именно: процесс подачи топлива и воздуха, горение топлива, образование рабочей газовой смеси — совершаются непрерывно при постоянном давлении. В итоге поток газовой смеси, протекающий через турбину, получает-

ся тоже непрерывным и с установившимися параметрами рабочей смеси.

pv- и *Ts*-диаграммы цикла с изобарным подводом теплоты показаны на рис. 10.9 и 10.10. Так же, как и при рассмотрении термодинамических циклов поршневых ДВС, предполагается, что циклы газовых турбин являются идеализированными, т. е. что они являются замкнутыми, совершаемыми идеальными газами постоянной массы, что циклы состоят только из обратимых процессов. Возвращаясь

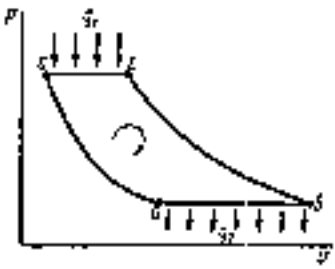


Рис. 10.9. *pv*-диаграмма цикла ГТУ с изобарным подводом теплоты

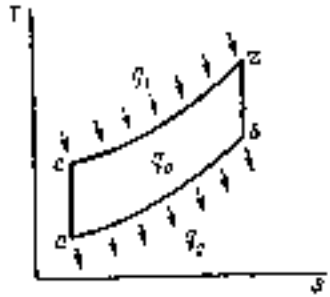


Рис. 10.10. *Ts*-диаграмма цикла ГТУ с изобарным подводом теплоты

к рис. 10.9 и 10.10, отметим, что на обеих диаграммах, изображенных на этих рисунках, обозначения характерных точек одинаковые.

По адиабате *a-c* происходит сжатие идеального газа, что соответствует сжатию воздуха в компрессоре, по изобаре *c-z* — подвод теплоты q_1 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.

Выведем уравнение термического к.п.д. термодинамического цикла ГТУ с изобарным подводом теплоты.

Как известно, для любого цикла теплового двигателя (значит, и для цикла ГТУ) термический к.п.д. может быть определен по формуле

$$\eta_t = 1 - |q_2|/|q_1|. \qquad (а)$$

Удельное количество подведенной теплоты по изобаре *c-z*

$$|q_1| = \bar{c}_p (T_z - T_c).$$

Удельное количество отведенной теплоты по изобаре b-a

$$|q_2| = \bar{c}_p (T_b - T_a).$$

При этих значениях $|q_1|$ и $|q_2|$ получаем

$$\eta_t = 1 - [\bar{c}_p (T_b - T_a)]/[\bar{c}_p (T_z - T_c)] = 1 - (T_b - T_a)/(T_z - T_c). \quad (6)$$

Введем в расчет основные характеристики цикла ГТУ с изобарным подводом теплоты:

степень повышения давления при адиабатном сжатии (соответствует сжатию воздуха в компрессоре)

$$\lambda = p_c/p_a; \quad (10.6)$$

степень предварительного расширения газов при сгорании

$$\rho = v_z/v_c. \quad (10.7)$$

Выразим температуры T_c, T_z и T_b через T_a. Из соотношения параметров на адиабате a-c имеем

$$T_c/T_a = (p_c/p_a)^{(k-1)/k} = \lambda^{(k-1)/k},$$

отсюда $T_c = T_a \lambda^{(k-1)/k}$.

Из соотношения параметров на изобаре c-z

$$T_z/T_c = v_z/v_c = \rho;$$

имеем $T_z = T_c \rho = T_a \rho \lambda^{(k-1)/k}$.

Из соотношения параметров на адиабате z-b

$$T_b/T_z = (p_b/p_z)^{(k-1)/k} = (p_a/p_z)^{(k-1)/k} = 1/\lambda^{(k-1)/k}.$$

Так как $p_a = p_b$ и $p_c = p_z$, то

$$T_b = T_z/\lambda^{(k-1)/k} = \frac{T_a \rho \lambda^{(k-1)/k}}{\lambda^{(k-1)/k}} = T_a \rho.$$

Подставляем полученные значения температур в уравнение (6)

$$\eta_t = 1 - \frac{T_a \rho - T_a}{T_a \rho \lambda^{(k-1)/k} - T_a \lambda^{(k-1)/k}}.$$

После сокращения получаем расчетную формулу

$$\boxed{\eta_t = 1 - 1/\lambda^{(k-1)/k}} \quad (10.8)$$

Следовательно, термический к.п.д. ГТУ с изобарным подводом теплоты зависит только от степени повышения давления λ и показателя адиабаты k (он увеличивается с повышением значений этих величин).

§ 10.5. Газотурбинные установки с регенерацией

Отработавшие в газовой турбине газы имеют температуру 450—500 °С и, следовательно, уносят в атмосферу значительное количество теплоты, часть которой еще можно использовать в турбине. Для этого служит регенерация теплоты, о теоретических основах которой было уже рассказано в § 8.10.

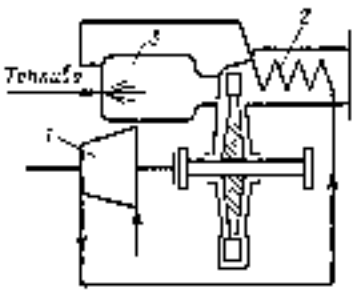


Рис. 10.11. Схема ГТУ с регенерацией

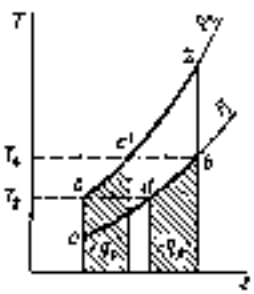


Рис. 10.12. *Ts*-диаграмма цикла с регенерацией

Применительно к ГТУ регенерация заключается в том, что отработавшие в турбине газы пропускаются через специальный теплообменник, в котором они отдают часть теплоты воздуху, направляемому после сжатия в компрессоре в камеру сгорания. Схема ГТУ с регенерацией изображена на рис. 10.11. Работает такая установка следующим образом. Наружный воздух после сжатия его в компрессоре *1* поступает в теплообменник *2*, где проходит по змеевику, омываемому отработавшими газами, и таким образом, нагревается за счет охлаждения этих газов. После этого сжатый и нагретый воздух подается в камеру сгорания *3*.

На рис. 10.12 приведена *Ts*-диаграмма ГТУ с регенерацией. Как и в ГТУ без регенерации, внешняя теплота $|q_1|$ подводится по изобаре p_2 (см. рис. 10.10), а теплота $|q_2|$ отводится по изобаре p_1. Для осуществления регенерации нужно

перенести часть теплоты с изобары p_1 на изобару p_2. Назовем эту теплоту $|q_p|$. 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 теплоты $|q_p|$ возможен только в пределах температур $T_b - T_d$ на изобаре p_1 или, что то же самое, в пределах температур $T_d - T_{c'}$, так как $T_b = T_{c'}$, а $T_d = T_c$. Использование этого перепада температур для переноса теплоты $|q_p|$ полностью называется *полной* или *предельной регенерацией*. При этом с изобары p_1 будет взято количество теплоты, определяемое графически заштрихованной площадью диаграммы под отрезком b-d и перенесено на изобару p_2 (заштрихованная площадь диаграммы под отрезком c-c' изобары). Обе эти заштрихованные площадки равны между собой, так как изобары p_1 и p_2 являются эквидистантными кривыми, т. е. равноотстоящими друг от друга.

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 сжигаемого в камере сгорания топлива, будет уменьшено. При регенерации эта теплота подводится на протяжении не всей изобары c-z, а только на участке c'-z. Другими словами, подводимая от внешнего источника теплота 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 ее d-a, т. е. $|q_2'| = |q_2| - |q_p|$. Таким образом, цикл становится более экономичным.

Термический к.п.д. цикла с регенерацией можно определить из уравнения для η_t общего вида

$$\eta_t = 1 - |q_1'|/|q_2'|.$$

Для рассматриваемого цикла это уравнение принимает вид

$$\eta_t = 1 - |q_1'|/|q_2'|, \text{ где } |q_1'| = \bar{c}_p (T_z - T_{c'}) = \bar{c}_p (T_z - T_b), \text{ а } |q_2'| = \bar{c}_p (T_d - T_a) = \bar{c}_p (T_c - T_a).$$

Следовательно,

$$\eta_t = 1 - \frac{\bar{c}_p (T_c - T_a)}{\bar{c}_p (T_z - T_b)} = 1 - \frac{T_a (T_c/T_a - 1)}{T_b (T_z/T_b - 1)}.$$

Из соотношений параметров в адиабатных процессах можно написать в данном случае для адиабаты a-c: $T_c/T_a = (p_c/p_a)^{(k-1)/k}$ и для адиабаты b-z: $T_z/T_b = (p_z/p_b)^{(k-1)/k} = (p_c/p_z)^{(k-1)/k}$,
так как $p_b = p_a$, поскольку оба эти давления принадлежат одной изобаре, и $p_z = p_c$ — по той же причине.

Имея в виду оба эти равенства, можно написать

$$T_c/T_a = T_z/T_b \quad \text{или} \quad T_c/T_a - 1 = T_z/T_b - 1. \qquad (а)$$

Следовательно,

$$\boxed{\eta_t = 1 - T_a/T_b.} \qquad (10.9)$$

Это уравнение можно написать и в другом виде. Для этого пропорцию (а) представим в виде: $T_a/T_b = T_c/T_z$, но отношение $T_c/T_z = v_z/v_c = 1/\rho$. Теперь уравнение для η_t перепишем в таком виде:

$$\boxed{\eta_t = 1 - 1/\rho.} \qquad (10.10)$$

Ниже, в табл. 10.1 приводятся характеристики рассмотренных циклов.

Пример 10.4. Газовая смесь, обладающая свойствами воздуха, масса которой 1 кг, работает в газовой турбине с изобарным подводом теплоты. Известны следующие параметры и характеристики цикла: $t_a = 27\,^{\circ}\text{C}$; $p_a = 90$ кПа; $p_c = 0{,}9$ МПа; $t_c = 600\,^{\circ}\text{C}$; $k = 1{,}4$.

Определить параметры в характерных точках диаграммы цикла; количества подведенной и отведенной удельных теплот $|q_1|$ и $|q_2|$; удельную работу $|l_0|$ и термический к. п. д. цикла η_t, удельную теплоемкость считать постоянной.

Р е ш е н и е. 1. Параметры газовой смеси в характерных точках диаграммы цикла:

точка a

$$T_a = t_a + 273 = (27 + 273)\ \text{K} = 300\ \text{K}.$$

Из уравнения состояния находим

$$v_a = R_в T_a/p_a = 287{,}1 \cdot 300/(90 \cdot 10^3)\ \text{м}^3/\text{кг} = 0{,}957\ \text{м}^3/\text{кг};$$

точка c. 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,

$$T_c = T_a \lambda^{(k-1)/k} = 300 \cdot 10^{(1{,}4-1)/1{,}4}\,\text{K} = 579\,\text{K}.$$

Из уравнения состояния находим удельный объем v_c:

$$v_c = R_в T_c/p_c = 287{,}1 \cdot 579/(0{,}9 \cdot 10^6)\ \text{м}^3/\text{кг} = 0{,}185\ \text{м}^3/\text{кг};$$

Таблица 10.1. Характеристики термодинамических циклов тепловых двигателей

Название цикла	Характерные величины цикла	Термический к. п. д.
1	2	3
Цикл Карно и любой обратимый цикл	Наивысшая температура T_1 и наинизшая температура T_2	$\eta_t = 1 - T_2/T_1$
Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты	Степень сжатия $\varepsilon = V_a/V_c$. Степень повышения давления $\lambda = p_z/p_c$. Степень предварительного расширения $\rho = V_z/V_c$	$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \times \times \frac{\lambda\rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}$
Цикл ДВС с изохорным подводом теплоты	Степень сжатия $\varepsilon = V_a/V_c$. Степень повышения давления $\lambda = p_z/p_c$	$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$
Цикл ГТУ с изобарным подводом теплоты: а) без регенерации	Степень повышения давления $\lambda = p_c/p_a$. Степень предварительного расширения $\rho = v_z/v_c$	$\eta_t = 1 - \frac{1}{\lambda^{(k-1)/k}}$
б) с регенерацией	Те же, что и для цикла без регенерации	$\eta_t = 1 - 1/\rho$

точка z.

$$T_z = t_z + 273 = (600 + 273)\ \text{К} = 873\ \text{К}.$$

$$p_z = p_c = 0{,}9\ \text{МПа}.$$

По закону Гей-Люссака $v_z/v_c = T_z/T_c$, а значит,

$$v_z = v_b T_z/T_c = 0{,}185 \cdot 873/579\ \text{м}^3/\text{кг} = 0{,}279\ \text{м}^3/\text{кг};$$

точка b. Из уравнения (а) $T_b/T_a = T_z/T_b$ имеем

$$T_b = T_z T_a/T_a = 873 \cdot 300/579\ \text{К} = 452\ \text{К};\ p_b = p_a = 90\ \text{кПа}.$$

По закону Гей-Люссака

$$v_b = v_a T_b / T_a = 0{,}957 \cdot 452/300 \text{ м}^3/\text{кг} = 1{,}442 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

2. Удельная работа цикла

$$|l_0| = -|l_{a\cdot c}| + |l_{c\cdot z}| + |l_{z\cdot b}| - |l_{b\cdot a}|.$$

Удельная работа сжатия по адиабате $a\cdot c$

$$|l_{a\cdot c}| = \frac{R_0}{k-1}(T_a - T_c) = \frac{287{,}1\,(300-579)}{1{,}4-1} \text{ Дж/кг} = 200 \text{ кДж/кг}.$$

Удельная работа расширения по изобаре $c\cdot z$

$$|l_{c\cdot z}| = R_0(T_z - T_c) = 287{,}1\,(873-579) \text{ Дж/кг} = 84 \text{ кДж/кг}.$$

Удельная работа расширения по адиабате $z\cdot b$

$$|l_{z\cdot b}| = \frac{R_0(T_z - T_b)}{k-1} = \frac{287{,}1\,(873-452)}{1{,}4-1} \text{ Дж/кг} = 302 \text{ кДж/кг},$$

Удельная работа сжатия по изобаре $b\cdot a$

$$|l_{b\cdot a}| = R_0(T_a - T_b) = 287{,}1\,(300-452) \text{ Дж/кг} = 44 \text{ кДж/кг}.$$

Удельная работа цикла

$$l_0 = (-200 + 84 - 302 - 44) \text{ кДж/кг} = 142 \text{ кДж/кг}.$$

3. Количества подведенной и отведенной удельных теплот $|q_1|$ и $|q_2|$. Сначала определим из уравнения Майера значение удельной изобарной теплоемкости $\bar{c}_p$: $\bar{c}_p = \bar{c}_v + R_0$. После деления этого уравнения на $\bar{c}_p$ и простых преобразований получим

$$\bar{c}_p = R_0 \frac{k}{k-1} = \frac{287{,}1 \cdot 1{,}4}{1{,}4-1} \text{ Дж/(кг·К)} = 1{,}005 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

Количество подведенной удельной теплоты:

$$|q_1| = \bar{c}_p(T_z - T_c) = 1{,}005\,(873-579) \text{ кДж/кг} = 295 \text{ кДж/кг}.$$

Количество отведенной удельной теплоты:

$$|q_2| = \bar{c}_p(T_b - T_a) = 1{,}005\,(452-300) \text{ кДж/кг} = 153 \text{ кДж/кг}.$$

4. Термический к. п. д.:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\lambda^{(k-1)/k}} = 1 - \frac{1}{10^{(1{,}4-1)/1{,}4}} = 0{,}482.$$

Проверка.

Удельная работа цикла:

$$l_0 = |q_1| - |q_2| = (295 - 153)\ \text{кДж/кг} = 142\ \text{кДж/кг}.$$

Термический к.п.д.

$$\eta_t = (|q_1| - |q_2|)/|q_1| = 142/295 = 0{,}481.$$

Расхождение с ранее полученным значением к.п.д. составляет 0,1%.

Пример 10.5. Насколько повысилась бы экономичность газовой турбины, цикл которой был рассмотрен в примере 10.4, если бы она работала с полной регенерацией.

Решение. Находим значение термического к.п.д. ГТУ с полной регенерацией. Имеем $\eta_t = 1 - 1/\rho$. Степень предварительного расширения $\rho = v_2/v_c$. Как было найдено в предыдущем примере, $v_2 = 0{,}957\ \text{м}^3/\text{кг}$ и $v_c = 0{,}185\ \text{м}^3/\text{кг}$. Таким образом, $\rho = v_2/v_c = 0{,}957/0{,}185 = 5{,}19$. При этом $\eta_t = 1 - 1/\rho = 1 - 1/5{,}19 = 0{,}81$.

Следовательно, в результате введения полной регенерации термический к. п. д. ГТУ увеличился бы с 0,481 до 0,81.

Задачи

10.7. Газовая турбина работает по циклу с изобарным подводом теплоты. Определить параметры в характерных точках цикла, количества подведенной и отведенной теплот, работу цикла, а также термический к.п.д. и сравнить его с к. п. д. цикла с полной регенерацией, если заданы следующие параметры и характеристики: $p_a = 0{,}8$ МПа, $t_a = -10°$ С, степень повышения давления $\lambda = 5$, степень предварительного расширения $\rho = 3$. Рабочее тело — азот. Удельную теплоемкость считать постоянной.

Ответ: $p_a = 80$ кПа; $T_a = 253$ К; $v_a = 0{,}976\ \text{м}^3/\text{кг}$; $p_c = 0{,}4$ МПа; $T_c = 417$ К; $v_c = 0{,}310\ \text{м}^3/\text{кг}$; $p_z = 0{,}4$ МПа; $T_z = 1251$ К; $v_z = 0{,}929\ \text{м}^3/\text{кг}$; $p_b = 80$ кПа; $T_b = 790$ К; $v_b = 2{,}93\ \text{м}^3/\text{кг}$; $|q_1| = 865{,}7$ кДж/кг; $|q_2| = 547{,}0$ кДж/кг;

для цикла без регенерации $\eta_t = 0{,}368$; для цикла с полной регенерацией $\eta_t = 0{,}670$.

10.8. Для цикла газовой турбины с изобарным подводом теплоты построить кривые зависимости термического к. п. д. 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.

10.9. Температура воздуха перед входом в турбину 950 °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; $v_a = 0{,}916\ \text{м}^3/\text{кг}$; $p_c = 0{,}7$ МПа;

$T_c = 650$ К; $v_a = 0{,}229$ м³/кг; $p_z = 0{,}7$ МПа; $T_z = 1233$ К; $v_c = 0{,}502$ м³/кг; $p_b = 0{,}1$ МПа; $T_b = 702$ К; $v_b = 2{,}015$ м³/кг; $|l_0| = 386$ кДж/кг; $|q_1| = 670$ кДж/кг; $|q_2| = 385$ кДж/кг; $\eta_t = 0{,}425$.

10.10. ГТУ работает по циклу с изобарным подводом теплоты при $\lambda = 2$ и $p = 2{,}8$. Начальное состояние воздуха характеризуется давлением $p_a = 0{,}8$ МПа и температурой $t_a = -12$ °С. Процессы сжатия и расширения могут осуществляться по адиабате или политропе с показателем $n = 1{,}3$.

Рассчитать оба эти цикла и построить их на pv- и Ts-диаграммах.

Ответ:

а) адиабатное расширение и сжатие: $p_a = 0{,}8$ МПа; $T_a = 261$ К; $v_a = 0{,}094$ м³/кг; $p_c = 5{,}6$ МПа; $T_c = 465$ К; $v_c = 0{,}023$ м³/кг; $p_z = 5{,}6$ МПа; $T_z = 1274$ К; $v_z = 0{,}064$ м³/кг; $p_b = 0{,}8$ МПа; $T_b = 731$ К; $v_b = 0{,}253$ м³/кг; $|q_1| = 823$ кДж/кг; $|q_2| = 472$ кДж/кг; $|l_0| = 351$ кДж/кг; $\eta_t = 0{,}425$;

б) политропное расширение и сжатие: $p_a = 0{,}8$ МПа; $T_a = 261$ К; $v_a = 0{,}094$ м³/кг; $p_c = 5{,}6$ МПа; $T_c = 400$ К; $v_c = 0{,}021$ м³/кг; $p_z = 5{,}6$ МПа; $T_z = 1145$ К; $v_z = 0{,}059$ м³/кг; $p_b = 0{,}8$ МПа; $T_b = 731$ К; $v_b = 0{,}253$ м³/кг; $|q_1| = 916$ кДж/кг; $|q_2| = 585$ кДж/кг; $|l_0| = 331$ кДж/кг; $\eta_t = 0{,}351$.

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 T_z в цикле со смешанным подводом теплоты при увеличении степени предварительного расширения?
4. Как влияет увеличение степени сжатия на термический к.п.д. ДВС?
5. Как влияет уменьшение степени предварительного расширения на термический к.п.д. ДВС?
6. Как влияет степень повышения давления в ГТУ с изобарным подводом теплоты на их термический к.п.д.?

Глава 11

ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ И ПАРОВ

§ 11.1. Основные параметры состояния жидкости и пара

В теплотехнике и холодотехнике используются различные жидкости и их пары: аммиак (NH_3), углекислота (CO_2), фреоны и многие другие, но наиболее часто — вода и водяной пар.

Пар можно получать двумя способами: при испарении и при кипении. В процессе испарения молекулы жидкости у ее поверхности, имеющие бо́льшую скорость, чем другие молекулы, преодолевают силы молекулярного сцепления

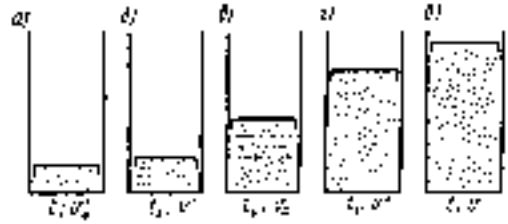


Рис. 11.1. Стадии получения перегретого пара из жидкости

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 при этом с другими частицами пара и образуя, таким образом, клубки. Такие клубки, достигая поверхности жидкости, преодолевают силы поверхностного натяжения и вылетают в окружающее пространство. Процесс кипения может происходить лишь при вполне определенной для данного давления температуре жидкости, называемой *температурой кипения* и обозначаемой $t_к$.

В практических условиях пар обычно получают при постоянном давлении. Такой процесс и рассматривается ниже.

Допустим, что жидкость массой 1 кг при 0 °С заключена в цилиндре с подвижным поршнем, нагруженным постоянным грузом, создающим давление p (рис. 11.1, *а*). В первой стадии полученный пар жидкость подогревается от 0 °С до температуры кипения $t_к$, соответствующей данному давле-

нию. Если при температуре 0°С удельный объем жидкости был v_0, то при нагревании ее до температуры t_s он увеличится до v' — удельного объема кипящей жидкости (рис. 11.1, *б*). При дальнейшем нагревании наступает вторая стадия, когда кипящая жидкость постепенно переходит в пар (рис. 11.1, *в*). Пар, образующийся из кипящей жидкости, называется *насыщенным*. Смесь пара и жидкости (двухфазовая система) называется *влажным насыщенным паром*.

В процессе кипения масса пара в цилиндре увеличивается, а жидкости уменьшается до тех пор, пока последняя капля ее не превратится в пар. В этот момент пар становится *сухим насыщенным* (рис. 11.1, *г*).

Влажный насыщенный пар характеризуется *пароодержанием* x — отношением массы сухого насыщенного пара к общей массе влажного насыщенного пара или, другими словами, массовой долей пара.

Например, если пароодержание 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* ω. В приведенном примере влагосодержание пара равно 0,15.

Чем пар суше, тем пароодержание его больше; для сухого насыщенного пара пароодержание равно единице, а для жидкости — нулю. Так как удельный объем сухого насыщенного пара v'' больше удельного объема жидкости v', из которой он получился, то с увеличением пароодержания удельный объем влажного пара v_x также увеличивается. Следовательно, $v' \leqslant v_x \leqslant v''$. При относительно невысоких давлениях v'' значительно больше v'. Например, при давлении 1 МПа удельный объем сухого насыщенного водяного пара больше удельного объема кипящей воды почти в 200 раз.

Когда процесс кипения протекает при постоянном давлении, температура жидкости, как было сказано выше, остается постоянной и равной температуре насыщения (температуре кипения) t_s. Такую же температуру имеет насыщенный пар. Исходя из равенства этих температур, насыщенному пару (как влажному, так и сухому) можно дать такое определение: *насыщенным* называется *пар, имеющий температуру кипящей жидкости, из которой он получился*.

Если к сухому насыщенному пару подводить теплоту, то он становится перегретым. Перегрев является третьей ста-

дией рассматриваемого процесса парообразования, сопровождающейся повышением температуры пара и увеличением его удельного объема (рис. 11.1, *d*).

Из сказанного следует, что *перегретым* называется *пар, имеющий температуру выше температуры кипения жидкости, из которой он получился.* Температура перегретого пара обозначается через t, а удельный объем его — через v. Разность $t - t_s$ называется *степенью перегрева.* Чем выше при данном давлении температура перегретого пара, тем больше степень перегрева и его удельный объем.

Отнятие теплоты от перегретого пара при постоянном давлении связано с уменьшением его температуры. Если она не понижается до температуры кипения, то пар остается перегретым.

Последнее свойство перегретого пара позволяет доставлять его потребителю в перегретом состоянии; более высокая работоспособность перегретого водяного пара (по сравнению с насыщенным) является основной причиной его широкого использования в паровых двигателях.

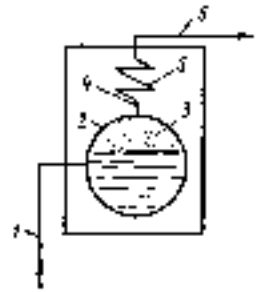


Рис. 11.2. Схема практического способа получения перегретого пара из жидкости

Итак, процесс получения пара при постоянном давлении в общем случае можно разделить на три стадии:

1) подогрев жидкости до температуры кипения;

2) кипение жидкости (получение сухого насыщенного пара из кипящей жидкости) при постоянной температуре;

3) превращение сухого насыщенного пара в перегретый.

Состояние сухого насыщенного пара крайне неустойчиво, так как даже при самом незначительном подводе или отводе теплоты он превращается либо в перегретый (в первом случае), либо во влажный насыщенный пар (во втором случае).

Из рассмотренного процесса парообразования следует также, что в присутствии жидкости пар может быть только влажным насыщенным. При подводе к нему теплоты без присутствия жидкости он перегревается и только после того, как паросодержание становится равным единице, начинается его перегрев.

Практически перегретый водяной пар получается в котельной установке, схема которой показана на рис. 11.2.

Питательная вода по трубе *1* нагнетается питательным насосом в паровой котел *2*. В паровом пространстве *3* этого котла образуется влажный насыщенный пар, имеющий температуру кипящей в котле воды. Из парового котла влажный пар отводится по трубе *4* в пароперегреватель *5*, обогреваемый горячими газами, где сначала превращается в сухой насыщенный, а затем в перегретый пар. Из пароперегревателя этот пар по трубе *6* поступает к потребителю (например, в паровую турбину).

§ 11.2. Пограничные кривые

Изобразим рассмотренный в предыдущем параграфе процесс парообразования при постоянном давлении графически на *pv*-диаграмме (рис. 11.3). Допустим, что при давлении p_1 и температуре 0°С удельный объем жидкости равен v_0' (точка a_1 на диаграмме). Так как процесс нагревания жидкости и парообразования протекает при постоянном давлении, то линией его является изобара, идущая от точки a_1 вправо. Положим, что в момент начала кипения, когда температура подогреваемой жидкости станет равной t_s, состояние ее определится точкой b_1; в этот момент удельный объем жидкости увеличится до v'. При дальнейшем подводе теплоты получается влажный насыщенный пар, а когда вся жидкость перейдет в пар, он станет сухим насыщенным (точка c_1). Так как в процессе получения насыщенного пара температура его остается постоянной, то участок изобары b_1-c_1 является одновременно и изотермой. Итак, точка b_1 показывает начало, а точка c_1 — конец кипения, поэтому в точке b_1 паросодержание равно нулю, а в точке c_1 — единице. Промежуточные точки относятся к влажному насыщенному пару. Понятно, что чем правее на линии b_1-c_1 рас-

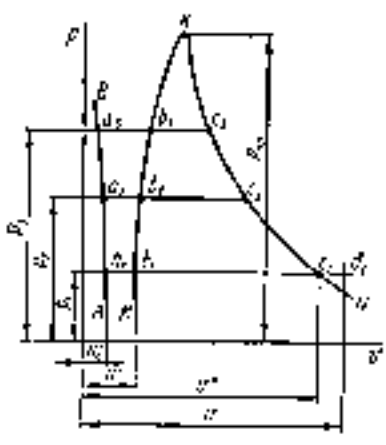


Рис. 11.3 Процессы парообразования, протекающие при постоянном давлении на *pv*-диаграмме

полагается точка, определяющая состояние влажного насыщенного пара, тем он суше.

При сообщении сухому насыщенному пару теплоты он переходит в перегретый пар, состояние которого определяется, например, точкой d_1. Чем теплоты подведено больше, тем удельный объем перегретого пара v будет также больше, и точка d_1 расположится дальше от точки c_1.

Если подобный процесс парообразования проводить при более высоком давлении p_2, то изобара, соответствующая этому давлению, расположится выше.

Жидкость считают практически несжимаемой и полагают, что удельный объем ее не зависит от давления. Поэтому без заметной погрешности можно точку a_2, определяющую состояние жидкости при давлении p_2 и температуре 0°С, расположить на одной вертикали с точкой a_1 (в действительности точка a_2 должна быть расположена несколько левее точки a_1, как показано на рисунке).

Как уже отмечалось, с увеличением давления температура кипения t_s повышается. Поэтому, чтобы довести жидкость до кипения при более высоком давлении, ей нужно сообщить больше теплоты. С увеличением давления, а следовательно, и температуры удельный объем кипящей жидкости v' увеличивается. Ясно, что и точка b_2, определяющая состояние жидкости в момент начала кипения, должна быть расположена на изобаре p_2 несколько правее точки b_1.

Точка c_2, определяющая на диаграмме состояние сухого насыщенного пара при давлении p_2, расположится на изобаре p_2 левее точки c_1, так как с увеличением давления удельный объем сухого насыщенного пара уменьшается.

В процессе парообразования при еще более высоком давлении p_3 получим точки a_3, b_3 и c_3, определяющие состояние жидкости соответственно при 0°С, в начале кипения и когда пар становится сухим насыщенным.

Если через одноименные точки провести плавные линии, то получим линию AB *удельных объемов жидкости* при 0°С, а также линии MK и NK, сходящиеся в точке K. Линия MK представляет собой геометрическое место точек, характеризующих состояние кипящей жидкости, а линия NK — геометрическое место точек, характеризующих состояние сухого насыщенного пара. Таким образом, линии MK и NK разделят 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_K, t_K и v_K, называемые *критическими*, а сама точка K — *критической*.

В табл. 11.1 приведены значения критических температур и давлений для некоторых газов и водяного пара.

Таблица 11.1. Критические температуры и давления некоторых газов и водяного пара

Наименование газа	Химическая формула	Критическая температура, °С	Критическое давление, МПа
Азот	N_2	—147,0	3,39
Аммиак	NH_3	132,3	11,3
Вода	H_2O	374,15	22,129
Водород	H_2	—239,9	1,29
Воздух (сухой)	—	—140,7	3,75
Кислород	O_2	—118,4	5,07
Метан	CH_4	—82,1	4,64
Окись углерода	CO	—140	3,49
Сернистый газ	SO_2	157,5	7,88
Углекислый газ	CO_2	31,04	7,38
Фреон-11	CF_2Cl	198	4,37
Хлор	Cl_2	144	7,70
Эфир диэтиловый	$C_4H_{10}O$	194	3,61

Наличие критической точки у различных веществ впервые было установлено Д. И. Менделеевым. Это открытие оказалось чрезвычайно важным для всего дальнейшего развития теории реальных газов.

В настоящее время принято считать для воды: критическое давление $p_K = 22{,}129$ МПа $\approx 22{,}1$ МПа, критическая температура $t_K = 374{,}15$°С и критический удельный объем $v_K = 0{,}00326$ м³/кг.

§ 11.3. Критическая температура

Пусть состояние перегретого пара определяется на p,v-диаграмме точкой 1 (рис. 11.4).

Если пар сжимать и при этом отводить теплоту так, чтобы сохранять температуру его неизменной, то такой процесс сжатия может быть графически изображен линией 1-2, которая является изотермой перегретого пара. По мере сжатия давление пара, как это видно на диаграмме, повышается, а сам пар все больше приближается к состоянию

насыщения и, наконец, в точке 2 превратится в сухой насыщенный пар. При дальнейшем сжатии он перейдет в область влажного насыщенного пара и станет все более и более влажным, пока не превратится весь в жидкость (точка 3). Так как конденсация происходит при постоянной температуре, то и давление пара должно также оставаться неизменным, а поэтому изотерма 2-3 является одновременно 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.

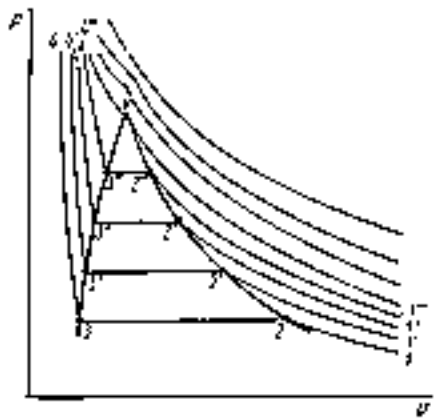


Рис. 11.4. Изотермы влажных и перегретых паров на *pv*-диаграмме

Наконец, если провести изотерму для пара, имеющего начальную температуру, равную критической температуре (для воды 374, 15° С), то она не пересечет пограничных кривых *MK* и *NK*, а только коснется их в критической точке *K*. 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, следовательно, выше температура перегретого пара. При очень высоких температурах этот перегиб совсем исчезает и линия процесса сжатия примет вид изотермы идеального газа — равнобокой гиперболы.

Изотермы для температур выше критической не пересекают кривых *MK* и *NK*, 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 ближе критической, тем он по своим свойствам больше приближается к идеальным газам. Однако в интервале температур и давлений, в котором он используется в паросиловых установках (паровых котлах и паровых турбинах), различие его свойств и свойств идеальных газов настолько велико, что перегретый пар недопустимо рассматривать как идеальный газ, подобно тому, как это делается в расчетах с газами. Такой пар приходится рассчитывать по формулам, в которых учитываются и межмолекулярные связи, и суммарный объем молекул в общем объеме, занимаемом паром. Эти формулы, как правило, сложны и поэтому всюду, где возможно, их заменяют таблицами и диаграммами, составленными на основании этих формул и опытных данных. Такой графоаналитический метод расчета оказывается достаточно простым и точным. Используемые при этом таблицы и графики рассматриваются ниже.

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 насыщенного 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?

Глава 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'', h', h'', r, s' и s'' практически пользуются специальными таблицами, в которых приводятся значения этих параметров, вычисленные на основании опытов и теоретических исследований.

В приложении 5 приводится таблица параметров насыщенного водяного пара и воды на линии насыщения.

В первой колонке приведены значения давлений p, расположенные в порядке их возрастания от 0,001 до 22 МПа; в последующих колонках — другие параметры состояния сухого насыщенного пара и кипящей воды при соответствующих давлениях. Так, во второй колонке приводятся температуры кипения пара $t_н$, °С; в третьей и четвертой колонках — удельные объемы кипящей воды v' и сухого насыщенного пара v'', м³/кг; в пятой колонке — плотность сухого насыщенного пара ρ'', кг/м³; в шестой колонке — удельная энтальпия воды h', кДж/кг, а в седьмой колонке — удельная энтальпия сухого насыщенного пара h'', кДж/кг.

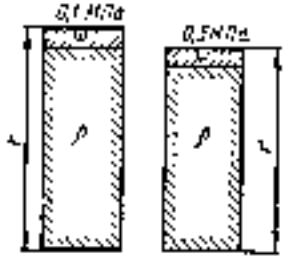


Рис. 12.1. Графическое сопоставление величин r, ρ и ψ для давлений пара 0,1 и 0,5 МПа

Удельная энтальпия кипящей h' жидкости равна удельному количеству теплоты, которое нужно подвести к жидкости, взятой при 0 °С, чтобы при постоянном давлении довести ее до температуры кипения. Удельная энтальпия сухого насыщенного пара h'' равна удельному количеству теплоты, которое нужно сообщить жидкости, взятой при 0°С, чтобы при постоянном давлении превратить ее в сухой насыщенный пар.

В восьмой колонке приводятся значения удельной теплоты парообразования воды r, кДж/кг. Удельная теплота парообразования 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 ρ и удельной внешней теплоты парообразования ψ (рис. 12.1).

Удельная внутренняя теплота парообразования ρ есть та часть удельной теплоты r, которая расходуется на преодоление сил взаимодействия частиц жидкости, т. е. на увеличение ее удельной внутренней потенциальной энергии.

Удельная внешняя теплота парообразования ψ есть та часть удельной теплоты r, которая затрачивается на ра-

боту 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 ψ 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 ρ.

При сопоставлении указанных трех определений для h', h'' и r видно, что

$$\boxed{h'' = h' + r.} \qquad (12.1)$$

Наконец, в последних двух колонках — девятой и десятой — даются значения удельной энтропии кипящей воды s', кДж/(кг·К), и удельной энтропии сухого насыщенного пара s'', кДж/(кг·К).

Под удельной энтропией кипящей жидкости понимают величину, равную увеличению энтропии жидкости, имеющей температуру 0°С, в процессе нагревания ее при постоянном давлении до кипения.

Под удельной энтропией сухого насыщенного пара понимают величину, равную увеличению энтропии жидкости, имеющей температуру 0°С, в процессе превращения ее при постоянном давлении в сухой насыщенный пар.

Значение удельной энтропии кипящей воды при 0°С в этой таблице принято равным 0, а удельные энтропии кипящей воды s' и сухого насыщенного пара s'' определяются по формулам:

$$s' = 2{,}3\,\bar{c}\,\lg(T_s/273), \qquad (12.2)$$

$$s'' = s' + r/T_s, \qquad (12.3)$$

где T_s — термодинамическая температура кипения, К; r — удельная теплота парообразования, Дж/кг; $\bar{c}$ — средняя удельная теплоемкость, Дж/(кг·К).

Из приложения 5 видно, что с увеличением давления удельный объем воды v' увеличивается весьма незначительно, а удельный объем сухого насыщенного пара уменьшает-

ся. При критическом значении температуры $t_к = 374{,}15°C$ для воды оба эти удельных объема становятся равными.

Интересное свойство водяного пара обнаруживается при рассмотрении характера изменения удельной энтальпии в зависимости от давления пара (см. приложение 5, колонка 7).

Как видно, при давлении 0,001 МПа удельная энтальпия $h'' = 2{,}513$ МДж/кг. С увеличением давления удельная энтальпия увеличивается, достигая при давлении 3,0 МПа максимального значения $h''_{max} = 2{,}804$ МДж/кг, а затем постепенно уменьшается до 2,168 МДж/кг при давлении 22 МПа. Таким образом, оказывается, что для получения сухого насыщенного пара давлением в 10 МПа требуется подвести к жидкости при 0° С меньше теплоты, чем при давлении в 1 МПа (в первом случае $h'' = 2{,}725$, а во втором $h'' = 2{,}778$ МДж/кг). А ведь пар давлением в 10 МПа способен совершить гораздо большую механическую работу, чем пар давлением в 1 МПа.

В приложении 7 приводится таблица параметров насыщенного пара, составленная не по давлениям, а по температурам.

§ 12.2. Параметры состояния влажного насыщенного пара

Температура влажного насыщенного пара равна температуре кипения t_s при том же давлении, поэтому температуру влажного насыщенного пара при заданном давлении можно находить по таблице параметров сухого насыщенного пара, составленной по давлениям.

Значение удельного объема влажного насыщенного пара $v_в$ 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.

$$v_в = xv'' + (1 - x)\,v' \qquad (12.4)$$

или

$$v_в = v' + x\,(v'' - v'). \qquad (12.4а)$$

Если влажный насыщенный пар имеет большое паросодержание (порядка 0,7 и больше), то объемом жидкости,

содержащейся в нем при невысоких давлениях, можно пренебречь, считая, что

$$v_{вл} \approx x v''. \qquad (12.45)$$

Неточность, допускаемая при этом, незначительна. 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 5)

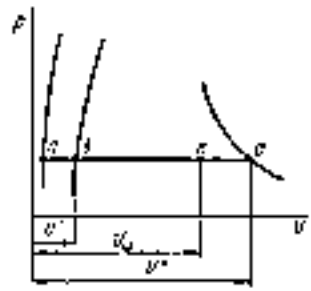


Рис. 12.2. Удельные объемы жидкости и пара на pv-диаграмме

$$v_{вл} = [0{,}8 \cdot 0{,}1633 + (1 - 0{,}8) \times \times 0{,}0011385]\ м^3/кг = = 0{,}1309\ м^3/кг,$$

а без учета объема воды

$$v_п = 0{,}8 \cdot 1633\ м^3/кг = = 0{,}1306\ м^3/кг.$$

Неточность в данном случае составляет приблизительно 0,18%.

При небольшом паросодержании и высоком давлении пользоваться упрощенным уравнением (12.16) нельзя, так как ошибка при этом может оказаться уже значительной.

Удельная энтальпия влажного пара $h_{вл}$ определяется, как для смеси пара и жидкости, по уравнению

$$h_{вл} = x h'' + (1 - x) h' \qquad (12.5)$$

или

$$h_{вл} = h' + x (h'' - h') = h' + xr. \qquad (12.6)$$

Если воспользоваться уравнением (12.3) и учесть, что при получении влажного пара к нему нужно подводить только часть теплоты парообразования r, равную xr, то удельную энтропию влажного насыщенного пара $s_{вл}$ можно определить по уравнению

$$s_{вл} = s + xr/T_s. \qquad (12.7)$$

Пример 12.1. Избыточное давление, испытываемое стенками парового котла, составляет 3,4 МПа. Какова температура пара в котле?

Решение. Принимая, что давление атмосферного воздуха $p_1 = 0{,}1$ МПа. Тогда давление пара в котле

$$p_п = p_{ат} + p_и = (3{,}4 + 0{,}1)\ МПа = 3{,}5\ МПа.$$

В приложении 5, интерполируя, находим, что при давлении 3,5 МПа температура кипения $t_s = 242°$ С.

Пример 12.2. Давление влажного насыщенного водяного пара $p_п = 1,6$ МПа и паросодержание $x = 0,9$. Найти удельный объем, удельную энтальпию и удельную энтропию пара.

Р е ш е н и е. В приложении 5 находим, что для сухого насыщенного пара давлением $p = 1,6$ МПа удельный объем $v'' = 0,1238$ м³/кг. Следовательно, удельный объем влажного насыщенного пара

$$v_{вл} = 0,9 \cdot 0,1238 \text{ м}^3/\text{кг} = 0,111 \text{ м}^3/\text{кг};$$

удельная энтальпия

$$h_{вл} = h' + xr = (858,3 + 0,9 \cdot 1935) \text{ кДж/кг} = 2600 \text{ кДж/кг};$$

удельная энтропия

$$s_{вл} = s' + x(s'' - s') = [2,344 + 0,9\ (6,422 - 2,344)] \text{ кДж/(кг·К)} =$$
$$= 6,014 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

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 $m_п$ и холодной воды $m_в$, если давление отработавшего пара 0,2 МПа, влагосодержание 10%, начальная температура воды 20 °С, а температура смеси 80 °С.

Р е ш е н и е. Составим уравнение теплового баланса исходя из того, что количество теплоты, отнятой от пара, равно количеству теплоты, сообщенной воде:

$$m_п (h_{вл} - h_{см}) = m_в (h_{см} - h_1). \qquad (а)$$

Из условия задачи следует, что

$$m_п + m_в = 2000 \text{ кг}. \qquad (б)$$

Решая уравнения (а) и (б) с двумя неизвестными $m_п$ и $m_в$ получим их значения. Для этого подставляем в уравнение (а) значение $m_в$ из уравнения (б):

$$m_в = 2000 - m_п \qquad (в)$$

и получаем

$$m_п (h_{вл} - h_{см}) = (2000 - m_п)(h_{см} - h_1).$$

Решая это уравнение относительно $m_п$, имеем

$$m_п = 2000 (h_{см} - h_1) / (h_{вл} - h_1). \qquad (г)$$

Из приложения 5 находим, что при $p_п = 0,2$ МПа

$$h_{вл} = h' + xr = (504,8 + 0,9 \cdot 2202) \text{ кДж/кг} = 2467 \text{ кДж/кг}.$$

Из приложения 7 находим, что при 20 °С удельная энтальпия воды $h_1 = 83,9$ кДж/кг, а при 80 °С $h_{см} = 334,9$ кДж/кг.

Подставляя найденные значения $h_{\text{ш}}$, $h_{\text{в}}$ и $h_{\text{пот}}$ в уравнение (г), получим

$$m_{\text{п}} = 2000\ (434{,}9 - 83{,}9)/(2487 - 83{,}9)\ \text{кг} = 293\ \text{кг};\quad m_{\text{в}} = (2000 - 293)\ \text{кг} = 1792\ \text{кг}.$$

Задачи

12.1. Определить массу влажного пара объемом 10 м³, 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 м³/кг.

Ответ: 6,6%.

12.3. Найти объем влажного пара массой 10 кг, если его давление 1,0 МПа и влагосодержание 0,9.

Ответ: 1,95 м³.

12.4. Вычислить массу пара объемом 400 м³, давлением 1,2 МПа при температуре 300° С.

Ответ: 1910 кг.

§ 12.3. Таблицы параметров перегретого пара

Удельный объем, удельную энтальпию и удельную энтропию перегретого пара при заданных давлении и температуре также обычно не подсчитывают, а берут из таблиц параметров перегретого пара или из диаграмм, о которых говорится в следующем параграфе.

В одной из таких таблиц (приложение 6) для перегретого водяного пара в первой колонке приводятся давления пара в порядке их возрастания, начиная от 0,005 до 30 МПа, для которых подсчитаны в таблице значения параметров v, h и s. В последующих колонках приводятся значения этих параметров для температур, начиная от 0°С и до 550° С. Эти параметры можно подсчитать, пользуясь формулами, составленными по следующим определениям.

Удельная энтальпия перегретого пара h равна удельному количеству теплоты, которое нужно подвести к жидкости, взятой при 0 °С, чтобы, при постоянном давлении превратить ее в перегретый пар:

$$h = h'' + \overline{c}_p\,(t - t_s), \qquad (12.8)$$

где h'' — удельная энтальпия сухого насыщенного пара; $\overline{c}_p$ — средняя удельная теплоемкость перегретого пара в интервале температур $t \div t_s$.

Удельная энтропия перегретого пара s равна увеличенной удельной энтропии жидкости, взятой при 0°С, в процессе превращения ее при постоянном давлении в перегретый пар:

$$s = s'' + 2{,}3\,\bar{c}_p \lg (T/T_s), \qquad (12.9)$$

где s'' — удельная энтропия сухого насыщенного пара; T и T_s — термодинамические температуры соответственно перегретого и сухого насыщенного пара.

Удельный объем перегретого водяного пара v в области относительно невысоких давлений (до 2,5 МПа) можно определить также и по приближенной формуле

$$v = R_0 T/p - 0{,}016, \qquad (12.10)$$

где p — давление пара; R_0 — удельная газовая постоянная водяного пара, $R_0 = 461{,}5$ Дж/(кг·К) (см. приложение 3).

Пример 12.4. Найти удельную энтальпию, удельный объем и удельную энтропию водяного пара при давлении 2 МПа и температуре 400 °С.

Решение. Поскольку заданная температура выше температуры насыщения при том же давлении (она даже выше критической температуры), то заданный пар является перегретым. В приложении 6 находим, что для пара, имеющего давление 2 МПа, при температуре 400 °С $h = 3{,}246$ МДж/кг, $v = 0{,}1511$ м³/кг и $s = 7{,}122$ кДж/(кг·К).

Пример 12.5. Найти количество теплоты, которое нужно подвести к водяному пару в пароперегревателе для перегрева пара массой 2500 кг, если его давление $p = 3$ МПа, паросодержание при входе в пароперегреватель $x = 0{,}9$ и температура при выходе из пароперегревателя $t = 360$ °С.

Решение. Для решения задачи составляем уравнение $Q = m(h - h_0)$. Здесь разность $h - h_0$ является удельной теплотой, подводимой в пароперегревателе к пару.

В приложении 6 находим, что удельная энтальпия перегретого пара $h = 3135$ кДж/кг; удельную энтальпию влажного пара h_0 найдем из уравнения $h_0 = h' + xr$. В приложении 5 находим, что при $p = 3$ МПа удельная энтальпия $h' = 1026$ кДж/кг и $r = 1796$ кДж/кг. Следовательно

$$h = (1026 + 0{,}9 \cdot 1796)\ \text{кДж/кг} = 2024\ \text{кДж/кг}.$$

Тогда теплота, подводимая к пару в пароперегревателе:

$$Q = m(h - h_0) = 2500\ (3135 - 2024) \cdot 10^3\ \text{Дж} = 1{,}28\ \text{ГДж}.$$

Задачи

12.5. Найти удельную энтальпию перегретого пара, давление которого равно 3 МПа, а температура 400 °С.

Ответ: 3,249 МДж/кг.

12.6. Найти удельную энтропию перегретого пара давлением 2 МПа при температуре 300 ° С.

Ответ: 6,757 кДж/(кг·К).

12.7. Найти удельную энтальпию и удельный объем перегретого пара при давлении 1,6 МПа и температуре 300 ° С.

Ответ: $h = 3{,}030$ МДж/кг; $v = 0{,}1695$ м³/кг.

12.8. Найти удельное количество теплоты, которое нужно подвести к воде, имеющей температуру 10 ° С, чтобы превратить ее в перегретый пар давлением 1,2 МПа при температуре 300 ° С.

Ответ: 3,010 МДж/кг.

§ 12.4. *Ts*-диаграмма

Для изображения на *Ts*-диаграмме процесса парообразования необходимо пользоваться такими соотношениями для этого процесса, которые были бы выражены через параметры s и T. При построении *Ts*-диаграммы для первой стадии парообразования, т. е. нагрева жидкости массой 1 кг от 0°С до температуры t, равной или меньшей температуры кипения t_s, пользуются уравнением для удельной энтропии жидкости

$$s = 2{,}3 \lg (T/273{,}15). \qquad (3)$$

Если $T = 273{,}15$ К (т. е. 0°С), то, как видно из уравнения, $s = 0$ и, следовательно, точка, определяющая это состояние жидкости, должна лежать на оси ординат. Обозначим эту точку A (рис. 12.3). Если жидкость подогреть до температуры T_1, то энтропия, увеличиваясь, станет равной s_1 и состояние жидкости будет определяться точкой 1. Если далее подогревать жидкость, то температура ее будет возрастать, принимая последовательно значения T_2, T_3, ..., и, наконец, она закипит и температура ее станет равной T_s. При этом удельная энтропия жидкости будет также все

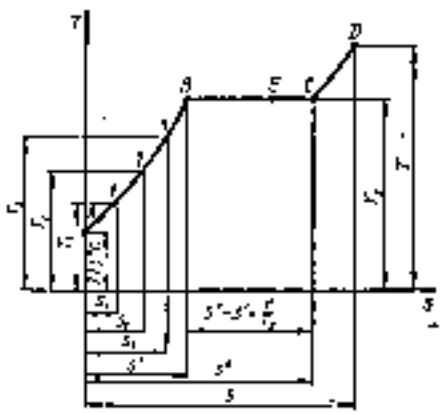


Рис. 12.3. Процесс получения перегретого пара при постоянном давлении на *Ts*-диаграмме

время увеличиваться и принимать значение соответственно s_1, s_2,... и, наконец, s' (при температуре, равной T_s).

Состояние пара при указанных значениях температуры и энтропии определяется на диаграмме точками 2, 3,... до точки B. Если через все эти точки провести плавную кривую, то она графически изображает характер изменения удельной энтропии жидкости при ее нагревании от 273,15 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 в виде прямой BC, параллельной оси абсцисс. Точка C определяет состояние сухого насыщенного пара. Изменение удельной энтропии в процессе парообразования, т. е. от точки B до точки C, может быть подсчитано по уравнению

$$s'' - s' = r/T_s. \qquad (б)$$

При дальнейшем подводе теплоты пар перейдет в область перегрева, при этом возрастет удельная энтропия и его температура. Линия процесса для данной стадии парообразования CD строится по уравнению (12.9):

$$s - s'' = 2{,}3\ \bar{c}_p\ \lg(T/T_s). \qquad (в)$$

Таким образом, весь процесс получения перегретого пара изобразится ломаной линией A-B-C-D.

Значение удельной энтропии пара в точке C может быть подсчитано по уравнению (12.3):

$$s'' = s' + r/T_s. \qquad (г)$$

При этом отрезок BC графически изображает изменение удельной энтропии в процессе парообразования r/T_s.

Если процесс парообразования не доводить до конца, т.е. остановиться на какой-либо точке E, которая определяет состояние влажного насыщенного пара паросодержанием x, то удельную энтропию такого пара можно подсчитать по уравнению (12.7):

$$s_{вл} = s' + xr/T_s. \qquad (д)$$

Отрезок BE графически изображает изменение удельной энтропии в процессе неполного парообразования xr/T_s. Отношение отрезка BE к отрезку BC графически определяет значение паросодержания x.

Если повысить давление жидкости, из которой был получен перегретый пар, то при температуре, соответствующей точке B, кипения еще не наступит (рис. 12.4); для того чтобы жидкость закипела, ее необходимо подогреть до более высокой температуры, при этом увеличится и удельная энтропия. Момент начала кипения определится точкой B', расположенной на продолжении линии AB, а состояние сухого насыщенного пара — точкой C' на рис. 12.4.

Если же давление жидкости понизить, то момент начала кипения изобразится какой-нибудь точкой B_1, лежащей

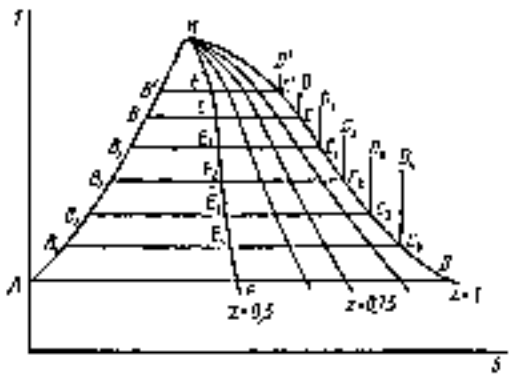


Рис. 12.4. Ts-диаграмма водяного пара (схема)

также на кривой AB, но ниже точки B. При этом давлении состояние сухого пара изобразится точкой C_1.

Беря разные значения давления жидкости, получим ряд точек B_1, B_2, B_3,..., соответствующих началу ее кипения, и ряд точек C_1, C_2, C_3,..., соответствующих состоянию сухого насыщенного пара при этих давлениях. Если через эти точки провести плавные линии, то на диаграмме получатся две кривые AK и DK: 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 рисунка, эти линии сходятся в точке пересечения их — критическая точка K.

Если на линиях BC, B_1C_1, B_2C_2,... взяты точки E, E_1, E_2,..., соответствующие какому-нибудь значению паросодержания, и провести через них плавную линию, то получим кривую постоянного паросодержания KF.

Таких кривых для различных значений паросодержания можно провести на диаграмме несколько; тогда получим ряд кривых, также сходящихся в критической точке K.

В § 8.9 было установлено, что площадь на Ts-диаграмме, ограниченная линией процесса, осью абсцисс и крайними ординатами, определяет удельное количество теплоты, подведенной к рабочему телу (или отведенной от него) в процессе. Применим это свойство Ts-диаграммы к процессу парообразования, который изобразим линией $A \cdot a \cdot b \cdot c$ (рис. 12.5). На этом рисунке линия A-a изображает графически процесс нагревания жидкости от 0°С до температуры кипения T_t. Поэтому площадь диаграммы под этой линией графически (в масштабе) изображает удельную энтальпию жидкости h'.

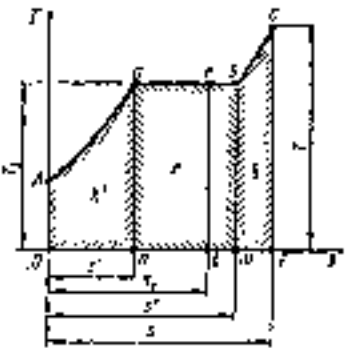


Рис. 12.5. Количества теплоты h', r и q на Ts-диаграмме

Процесс превращения кипящей жидкости в пар изображается линией a-b. Согласно указанному свойству площадь прямоугольника $abmn$ должна определять удельную теплоту парообразования r. Действительно, для конечной точки этого процесса — точки b, когда пар превратится в сухой, удельную энтропию находят по уравнению

$$s'' - s' = r/T_t, \text{ отсюда } r = T_t (s'' - s').$$

На рис. 12.5 температура T_t определяется отрезком an, т. е. высотой прямоугольника $abmn$, а $s'' - s'$ — отрезком nm, равным основанию этого прямоугольника.

Площадь диаграммы под линией $b \cdot c$ изображает удельную теплоту q, подведенную к сухому насыщенному пару, чтобы превратить его в перегретый с температурой T, причем $q = \bar{c}_p (T - T_t)$.

§ 12.5. hs-диаграмма

Ts-диаграмма является очень наглядной при различных исследованиях, связанных с сообщением или отводом теплоты. Однако в расчетной работе эта диаграмма неудобна тем, что для нахождения по ней удельного количества тепло-

ты, сообщенной или отведенной в процессе, 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 этого чтобы найти изменение энтальпии h

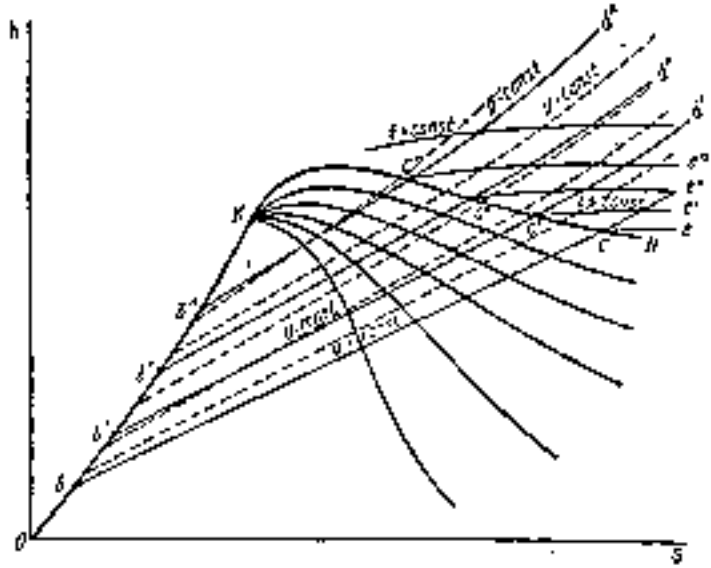


Рис. 12.6. Схема hs-диаграммы

по такой диаграмме, а следовательно, и удельное количество теплоты, необходимо измерить лишь длину соответствующего отрезка по оси ординат, что гораздо проще, чем измерять площадь. Эта диаграмма получила название hs-диаграммы, схема ее показана на рис. 12.6*.

На нее наносятся обычно те же линии, что и на Ts-диаграмме, т. е. пограничные кривые жидкости и пара, кривые постоянных давлений и постоянных паросодержаний. Кроме того, на hs-диаграмме наносятся кривые постоянных температур, которые в Ts-диаграмме имеют вид горизонтальных линий.

* Прежнее ее наименование is-диаграмма

Пограничная кривая жидкости в указанной системе координат строится по точкам, координатами которых являются значения h' и s'. Эти значения находят по таблицам параметров сухого насыщенного пара или по уравнению $s' = 2{,}3 \lg (T_s/273)$.

Беря различные давления и пользуясь таблицами параметров сухого насыщенного пара, можно найти температуры t_s, соответствующие этим давлениям. Переводя эти температуры, выраженные в °С, в термодинамические и подставляя их в указанное выше уравнение, можно подсчитать значения s'. Далее по найденным значениям h' и s' для ряда давлений находят точки b, b', b'', b''',..., через которые и проводится пограничная кривая жидкости OK. Подобным же способом, беря из таблиц параметров сухого насыщенного пара значения v'' и s'' или вычисляя s'' по уравнению $s'' = 2{,}3 \lg (T_s/273) + r/T_s$, строят пограничную кривую пара, координатами которой являются значения h'' и s''. Таким способом находят точки c, c', c'', ..., c^n, соединив которые плавной линией, получим пограничную кривую пара KN.

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, плавные линии этих двух процессов могут совпадать. При переходе же в область перегрева изобары изображаются кривыми, являющимися продолжением изобар — изотерм в области насыщения (кривые $c'd'$, $c''d''$,...); изотермы же в области невысоких давлений, начиная от кривой сухого насыщенного пара, идут более полого (кривые cc, $c'e'$, $c''e''$, ...), что можно обнаружить построением этих линий по указанным уравнениям.

На некоторых hs-диаграммах нанесены также линии удельных объемов (на рис. 12.6 они показаны пунктиром).

На практике обычно не приходится иметь дело с очень влажными парами, область которых находится в нижней части hs-диаграммы. Поэтому для практических целей пользуются только правой верхней ее частью, что дает возможность выполнить ее в более крупном масштабе и сделать подробной и удобной для пользования (см. приложение 8).

Пример 12.6. Найти по hs-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 прочитываем температуру на изотерме, идущей от этой точки; она оказывается равной 200 °С. Следовательно, температура заданного пара 200 °С (точнее, по таблице 198,28 °С).

Пример 12.7. Чему равно паросодержание влажного насыщенного пара, имеющего давление $p = 0{,}9$ МПа и удельную энтальпию $h_x = 2600$ кДж/кг?

Решение. Пользуясь hs-диаграммой (см. приложение 8), находим на оси ординат точку, соответствующую удельной энтальпии $h_x = 2600$ кДж/кг, и отмечаем пересечение горизонтали, проведенной из этой точки, с изобарой $p = 0{,}9$ МПа, которое и будет определять состояние данного пара. Эта точка лежит приблизительно на середине расстояния между линиями постоянного паросодержания $x_1 = 0{,}91$ и $x_2 = 0{,}92$; следовательно, паросодержание данного пара $x = (x_1 + x_2)/2$ или $x = (0{,}91 + 0{,}92)/2 = 0{,}915$.

Задачи

12.9. 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 $t_1 = 300$ °С и $t_2 = 460$ °С.

Ответ:

а) $h_{x,1} = 2{,}49$ МДж/кг; $h_{x,2} = 2{,}48$ МДж/кг; $h_{x,3} = 2{,}423$ МДж/кг;

б) $h_1'' = 2{,}789$ МДж/кг; $h_2'' = 2{,}795$ МДж/кг;

в) $h_1 = 3{,}024$ МДж/кг; $h_2 = 3{,}389$ МДж/кг.

12.10. 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: $T_1 = 354$ К; $T_2 = 400$ К; $T_3 = 431$ К; $T_4 = 452$ К.

12.11. Найти удельные энтальпию, энтропию и температуру насыщения влажного насыщенного пара давлением 1,4 МПа при паросодержании 0,9.

Ответ: $h_x = 2{,}60$ МДж/кг; $s_x = 6{,}073$ кДж/(кг·К); $t_s = 467$ К.

12.12. При впуске в цилиндр паровой двигателя сухой насыщенный пар становится влажным с влагосодержанием 4%. Какая доля теплоты пара передается стенкам цилиндра?

Ответ: 3,6%.

Контрольные вопросы

1. Как можно определить состояние пара, если известны его давление и удельный объем?

2. Как можно определить состояние пара, если известны его температура и удельный объем?

3. Какой из перегретых паров различных давлений, но одинаковых температур имеет большую степень перегрева?

4. Какой вид имеет кривая энтальпий сухого пара на ps-диаграмме в пределах давлений 0,1—1,5 МПа?

5. Как определить пересодержание влажного насыщенного пара по Ts-диаграмме?

Глава 13

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПАРОВ

§ 13.1. Общий метод решения задач

При расчетах, связанных с термодинамическими процессами, совершаемыми парами, ставятся в общем те же задачи, что и при расчетах, связанных с процессами, совершаемыми газами, т. е. определяются начальные и конечные параметры пара, изменение его внутренней энергии и энтальпии, количество подведенной или отведенной теплоты и работы изменения объема и изменения давления.

Однако в протекании паровых процессов имеется важная особенность, отличающая их от газовых процессов. Дело в том, что в термодинамическом процессе пар может переходить из одного состояния в другое, например из влажного насыщенного в перегретый или из перегретого во влажный насыщенный пар. А так как процессы влажного насыщенного и перегретого паров имеют свои особенности, то прежде, чем рассчитывать их, следует выяснить, в каком состоянии находится пар в начале и в конце процесса.

В термодинамике паров рассматривают четыре основных процесса: изохорный ($v = \text{const}$), изобарный ($p = \text{const}$), изотермический ($T = \text{const}$) и адиабатный ($\delta q = 0$).

При этом, 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 пересодержание. Если же рассматриваются процессы перегретых паров, то 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 hs-диаграмме точки, характеризующие начальное и конечное состояния пара (например, p, t, x), по которым устанавливаются остальные искомые параметры пара в начале и в конце процесса (например, v, h и s).

2. Удельную теплоту $q_{1,2}$, подведенную к рабочему телу или отведенную от него, находят по формулам:

а) для изобарного процесса

$$q_{1,2} = h_2 - h_1; \tag{13.1}$$

б) для адиабатного процесса

$$q_{1,2} = 0; \tag{13.2}$$

в) для изотермического процесса

$$q_{1,2} = T(s_2 - s_1); \tag{13.3}$$

г) для изохорного процесса

$$q_{1,2} = u_2 - u_1. \tag{13.4}$$

3. Удельную внутреннюю энергию u_1 и u_2 вычисляют независимо от вида процесса по формуле

$$u = h - pv. \tag{13.5}$$

4. Удельную работу изменения объема можно определить также по общей для всех процессов формуле, получаемой из уравнения первого начала термодинамики:

$$l_{1,2} = q_{1,2} - (u_2 - u_1). \tag{13.6}$$

5. Удельную работу изменения давления можно вычислить по формуле, получаемой из уравнения (6.11):

$$w_{1,2} = q_{1,2} - (h_2 - h_1). \tag{13.6а}$$

Для произвольной массы m пара:
$Q_{1,2} = mq_{1,2}$; $U_2 - U_1 = m(u_2 - u_1)$; $L_{1,2} = ml_{1,2}$; $H_2 - H_1 = m(h_2 - h_1)$; $W_{1,2} = mw_{1,2}$.

§ 13.2. Изобарный процесс

На pv-, Ts- и hs-диаграммах изобары имеют вид, показанный на рис. 13.1, 13.2 и 13.3, причем общим случаем является процесс, изображенный на этих рисунках изобарой 1-2, в котором пар переходит из влажного состояния в перегретое или обратно — из перегретого во влажное состоя-

ние. Изобары *a* и *b* являются частными случаями этого процесса, когда пар в начале и в конце его остается влажным (линия *a*) или перегретым (линия *b*).

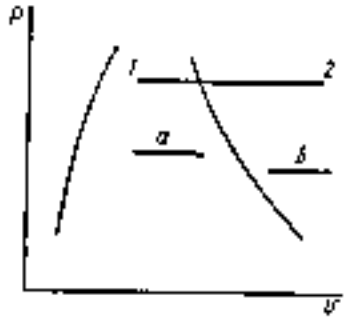


Рис. 13.1. Изобары пара на *pv*-диаграмме

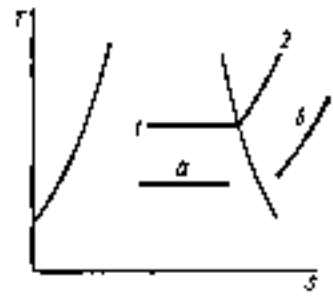


Рис. 13.2. Изобары пара на *Ts*-диаграмме

Рассмотрим общий случай изобарного процесса (линия *1-2*), протекающего при заданном давлении $p = \text{const}$ ($p_1 = p_2$). Заданы, кроме того, паросодержание в начале процесса x_1 и температура в конце процесса t_2.

1. **Нахождение параметров пара.** Пользуясь значениями заданных параметров, находим на *hs*-диаграмме (рис. 13.3) точки *1* и *2*, соответствующие началу и концу процесса, и тем самым определяем изобару *1-2*. По точкам *1* и *2* находим значения h_1 и h_2, s_1 и s_2, v_1 и v_2.

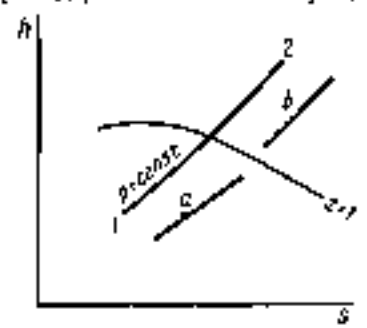


Рис. 13.3. Изобары пара на *hs*-диаграмме

2. **Удельную теплоту** $q_{1,2}$ определяем по формуле (13.1):

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

3. **Изменение внутренней энергии** $u_2 - u_1$ подсчитываем, используя уравнение (13.5). Напишем его для начального и конечного состояний пара:

$$u_1 = h_1 - pv_1 \text{ (а)}; \quad u_2 = h_2 - pv_2. \qquad \text{(б)}$$

Изменение внутренней энергии

$$u_2 - u_1 = (h_2 - pv_2) - (h_1 - pv_1)$$

или $u_2 - u_1 = h_2 - h_1 - p(v_2 - v_1)$.

4. Удельную работу изменения объема можно определить либо по общей формуле (13.6):

$$l_{1,2} = q_{1,2} - (u_2 - u_1),$$

либо по формуле для изобарного процесса любого рабочего тела

$$l_{1,2} = p(v_2 - v_1).$$

5. Удельная работа изменения давления в изобарном процессе $w_{1,2} = 0$, так как в этом процессе $p = \text{const}$.

Если заданы удельные объемы пара v_1 и v_2, то их сравнивают с удельным объемом сухого насыщенного пара при заданном давлении p, пользуясь, например, таблицей в приложении 6. Если удельный объем v_1 или v_2 меньше v'' (где v'' — удельный объем сухого насыщенного пара), то пар — влажный, если же v_1 или v_2 больше v'', то пар — перегретый.

Пример 13.1. Водяной пар массой 20 кг расширяется при постоянном давлении 3,0 МПа от начального удельного объема $v_1 = 0{,}05$ м³/кг до конечного $v_2 = 0{,}09$ м³/кг. Найти начальные и конечные параметры пара, количество сообщенной теплоты и работу изменения объема.

Пример решить с помощью hs-диаграммы (приложение 6) и аналитически с помощью таблиц.

I. Решение с использованием hs-диаграммы для водяного пара.

1. Находим на диаграмме (рис. 13.4) точку пересечения 1 изобары $p = 3$ МПа и изохоры $v_1 = 0{,}05$ м³/кг. Для найденной точки 1 находим начальные искомые параметры: паросодержание $x_1 = 0{,}9$ (точка лежит в области влажного насыщенного пара), начальная удельная энтальпия $h_1 = 2625$ кДж/кг, начальная удельная энтропия $s_1 = 6{,}83$ кДж/(кг·К).

2. Находим на диаграмме точку пересечения 2 заданной изобары и изохоры $v_2 = 0{,}09$ м³/кг. Для найденной точки 2 находим конечные искомые параметры: $t_2 = 350$ °С (точка лежит в области перегретого пара), $h_2 = 3120$ кДж/кг, $s_2 = 6{,}75$ кДж/(кг·К).

3. Подсчитываем количество подведенной теплоты:

$$Q_{1,2} = m(h_2 - h_1) = 20\,(3120 - 2625)\cdot 10^3 \text{ Дж} = 9{,}9 \text{ МДж}.$$

4. Начальную удельную внутреннюю энергию пара вычисляем по формуле

$$u_1 = h_1 - pv_1 = (2625 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0{,}05)\ \text{Дж/кг} = 2465 \cdot 10^3\ \text{Дж/кг} = 2{,}465\ \text{МДж/кг}.$$

5. Вычисляем конечную удельную внутреннюю энергию пара

$$u_2 = h_2 - pv_2 = (3123 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0,09)\ Дж/кг = 2,853\ МДж/кг.$$

6. Определяем работу изменения объема, совершаемую паром при расширении

$$L_{1,2} = ml_{1,2} = mp(v_2 - v_1) = 20 \cdot 3 \cdot 10^6\ (0,09 - 0,06)\ Дж = 1,8\ МДж.$$

II. Решение с использованием таблиц параметров водяного пара.

1. Находим, пользуясь приложением 5, что при давлении $p = 3$ МПа удельный объем сухого насыщенного пара $v'' = 0,06665$ м³/кг. В связи с тем что $v_1 = 0,06$ м³/кг, т. е. меньше $v'' = 0,06665$ м³/кг при том же давлении, что в начале процесса, пар — влажный насыщенный.

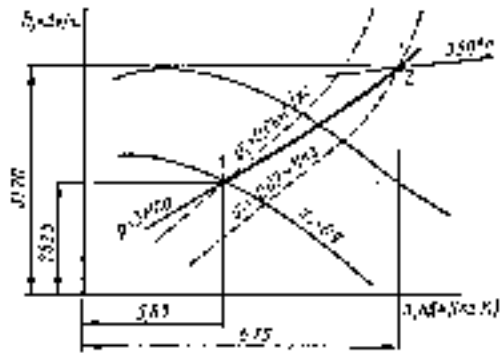


Рис. 13.4. К примеру 13.1

2. Подсчитываем начальное паросодержание по соотношению

$$x_1 = v_1' + x_1 (v_1'' - v_1')$$

или

$$x_1 = (v_1 - v_1')/(v_1'' - v_1').$$

В приложении 5 находим, что удельный объем воды (при температуре кипения) $v_1' = 0,0012163$ м³/кг. После подстановок получаем

$$x_1 = (0,06 - 0,0012163)/(0,06665 - 0,0012163) \approx 0,893 \approx 0,9$$

(по приближенной формуле $x_1 = v_1/v'' = 0,06/0,06665 = 0,9002 \approx 0,9$).

3. Устанавливаем, что в конечном состоянии пар перегретый, так как его удельный объем ($v_2 = 0,09$ м³/кг) больше удельного объема сухого насыщенного пара ($v'' = 0,06665$ м³/кг).

4. В приложении 6 находим, что давлению $p_2 = 3$ МПа и удельному объему $v_2 = 0,09$ м³/кг соответствует температура перегретого пара $t_2 = 350°$ С.

5. Подсчитываем начальную удельную энтальпию пара по формуле

$$h_1 = h' + xr,$$

где $h' = 1008{,}3$ кДж/кг (по приложению 5 при давлении $p = 3$ МПа) — удельная энтальпия воды при температуре кипения; $r = 1796$ кДж/кг (по приложению 5 при давлении $p = 3$ МПа) — удельная теплота парообразования. Получаем

$$h_1 = (1008{,}3 \cdot 10^3 + 0{,}9 \cdot 1796 \cdot 10^3)\ \text{кДж/кг} = 2625 \cdot 10^3\ \text{кДж/кг} =$$
$$= 2{,}625\ \text{МДж/кг}.$$

6. Подсчитываем начальную удельную энтропию пара по формуле

$$s_1 = s' + x(s'' - s'),$$

где $s' = 2{,}646$ кДж/(кг·К) (по приложению 5 при давлении $p = 3{,}0$ МПа) — начальная удельная энтропия воды при температуре кипения; $s'' = 6{,}186$ кДж/(кг·К) (по приложению 5 при давлении $p = 3{,}0$ МПа) — начальная удельная энтропия сухого насыщенного пара.

Следовательно,

$$s_1 = [2{,}646 + 0{,}9\ (6{,}186 - 2{,}646)]\ \text{кДж/(кг·К)} = 5{,}832\ \text{кДж/(кг·К)}.$$

7. Начальная удельная внутренняя энергия

$$u_1 = h_1 - pv_1 = (2624{,}7 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0{,}06)\ \text{Дж/кг} =$$
$$= 2444{,}7\ \text{кДж/кг} = 2{,}445\ \text{МДж/кг}.$$

8. Определяем, интерполируя, конечные параметры пара h_2 и s_2 (см. приложение 6, $p = 3{,}0$ МПа и $t = 350$ °С):

$$h_2 = 3111\ \text{кДж/кг};\quad s_2 = 6{,}735\ \text{кДж/(кг·К)}.$$

9. Вычисляем конечную удельную внутреннюю энергию:

$$u_2 = h_2 - pv_2 = (3{,}111 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0{,}09)\ \text{Дж/кг} = 2{,}841\ \text{МДж/кг},$$

10. Подсчитываем количество подведенной теплоты к работу, совершаемую паром:

$$Q_{1\text{-}2} = m(h_2 - h_1) = 20\ (3{,}111 - 2{,}6247)\ 10^6\ \text{Дж} = 9{,}726\ \text{МДж};$$
$$L_{1\text{-}2} = mp(v_2 - v_1) = 20 \cdot 3 \cdot 10^6\ (0{,}09 - 0{,}06)\ \text{Дж} = 1{,}8\ \text{МДж}.$$

Задачи

13.1. Пар массой 0,5 кг расширяется при постоянном давлении от объема 0,014 м³ до объема 0,074 м³, совершая при этом работу 120 кДж. Определить состояние пара до и после расширения.

Ответ: $p = 2$ МПа; $x_1 = 0{,}27$; $v_1 = 0{,}028$ м³/кг; $t_2 = 378$ °С; $v_2 = 0{,}148$ м³/кг.

13.2. К пару массой 1 кг при постоянном давлении 0,9 МПа и при начальном паросодержании 23% подводится теплота в количестве 1,2 МДж. Найти паросодержание, удельный объем и удельную

энтальпию пара в конце этого процесса, а также удельную работу изменения объема.

Ответ: $v_2 = 81,8 v_{x,2} = 0,1791$ м³/кг; $h_{x,2} = 2,4$ МДж/кг; $l_{1,2} = 119$ кДж/кг.

13.3. Пар подогревается при постоянном удельном объеме 0,13 м³/кг и постоянном давлении 1,2 МПа до температуры 320 °С. Какое удельное количество теплоты необходимо при этом подвести к нему, какая будет совершена удельная работа изменения объема и каков будет конечный удельный объем пара?

Ответ: $q_{1,2} = 673$ кДж/кг; $l_{1,2} = 118$ кДж/кг; $v_2 = 0,459$ м³/кг.

13.4. Какую удельную работу изменения объема 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: $l_{1,2} = -195$ кДж/кг; $q_{1,2} = -1,995$ МДж/кг.

§ 13.3. Адиабатный процесс

Как известно, в равновесном адиабатном процессе энтропия остается постоянной ($s_2 = s_1$). Это условие дает возможность очень просто строить адиабату обратимого процесса на *Ts*- и *hs*-диаграммах в виде прямой *1-2*, параллельной оси ординат (рис. 13.5 и 13.6). Отрезки *a* и *b* на этих ри-

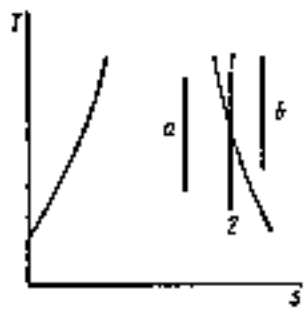


Рис. 13.5. Адиабаты пара на *Ts*-диаграмме

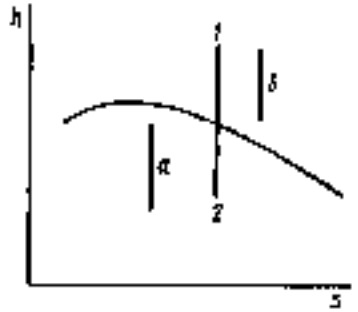


Рис. 13.6. Адиабаты пара на *hs*-диаграмме

сунках относятся к частным случаям протекания процесса: отрезок *a* — в области влажного, а отрезок *b* — в области перегретого паров. При адиабатном расширении удельная энтальпия и температура пара уменьшаются, а при адиабатном сжатии — увеличиваются. Следовательно, на *Ts*- и *hs*-диаграммах адиабата расширения должна идти вниз с

уменьшением удельной энтальпии, а адиабата сжатия — вверх с увеличением удельной энтальпии.

На pv-диаграмме адиабата пара для общего случая протекания процесса имеет вид, показанный на рис. 13.7 (линия 1-2), причем адиабаты перегретого пара располагаются круче, чем адиабаты влажного насыщенного пара. Поэтому кривая 1-2 имеет перелом в точке O. Вид кривой указывает также на то, что адиабаты перегретого и влажного паров на pv-диаграмме располагаются круче, чем кривая жидкости, и 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 этом же рисунке), то при адиабатном расширении его паросодержание даже увеличивается; с таким паром в теплотехнических расчетах приходится встречаться редко.

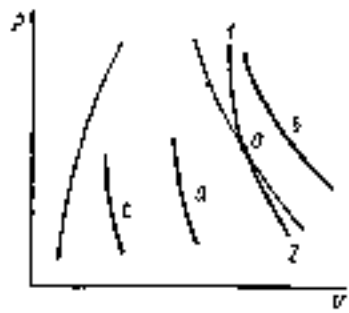


Рис. 13.7. Адиабаты пара на pv-диаграмме

Адиабата в pv-диаграмме может строиться по уравнению $pv^k = \text{const}$, которое для пара, в особенности влажного, является приближенным. Показатель k для водяного пара не равен отношению теплоемкостей c_p/c_v, как для идеальных газов.

Приближенное значение этого показателя для перегретого водяного пара может быть принято равным 1,30, а для влажного водяного пара находится по приближенному уравнению $k = 1{,}035 + 0{,}1\ x$, где x — паросодержание в верхней точке адиабаты.

Этот процесс весьма просто исследуется с помощью hs-диаграммы.

1. **Нахождение параметров пара.** Рассмотрим адиабатное расширение пара, начальное состояние которого определяется параметрами p_1 и t_1, а конечное — параметром p_2.

На hs-диаграмме в пересечении изобары p_1 и изотермы t_1 находим начальную точку 1 (рис. 13.8) и параметры для этой точки h_1, s_1 и v_1. Проводя из точки 1 линию, параллельную оси удельных энтальпий, вниз до пересечения с изобарой p_2,

получим конечную точку 2, характеризующую конечное состояние пара. Теперь можно найти на диаграмме параметры h_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:** $q_{1,2} = 0$ и $Q_{1,2} = 0$.

3. **Изменение удельной внутренней энергии** $u_2 - u_1$ подсчитываем, пользуясь уравнением (13.5):

$$u_2 - u_1 = (h_2 - p_2v_2) - (h_1 - p_1v_1) = h_2 - h_1 - (p_2v_2 - p_1v_1).$$

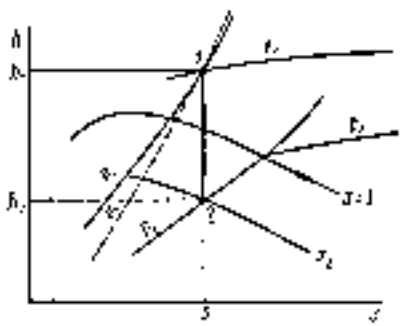


Рис. 13.8. Нахождение параметров пара в адиабатном процессе на hs-диаграмме

4. **Удельная работа изменения объема** определяется по уравнению первого начала термодинамики: $q_{1,2} = u_2 - u_1 + l_{1,2}$.

Для адиабатного процесса $q_{1,2} = 0$, следовательно, $l_{1,2} = u_1 - u_2$.

5. **Удельная работа изменения давления** в адиабатном процессе определяется по формуле (6.10): $q_{1,2} = h_2 - h_1 + \omega_{1,2}$, из которой получаем, что для адиабатного процесса ($q_{1,2} = 0$)

$$\omega_{1,2} = (h_1 - h_2)_{s=1} = h_{1t},$$

где h_t — адиабатное изменение удельной энтальпии.

Пример 13.2. Водяной пар массой 1200 кг расширяется адиабатно от 1,4 МПа и 300 °С до 0,006 МПа (6 кПа). Найти изменение энтальпии в этом процессе и паросодержание в конце расширения. Пример решить по hs-диаграмме (приложение 8).

Решение. Находим на hs-диаграмме для водяного пара точку 1, характеризующую начальное состояние пара, на пересечении изобары $p_1 = 1,4$ МПа и изотермы $t_1 = 300$ °С.

Опустив из точки 1 вертикаль до изобары $p_2 = 0,006$ 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, читаем на ней, что $h_1 =$ кДж/кг, а $h_2 = 2136$ кДж/кг. Следовательно, изменение удельной энтальпии

$$h_t = (h_1 - h_2)_{s=1} = (3035 - 2136)\ \text{кДж/кг} = 900\ \text{кДж/кг};$$

искомая энтальпия $H_1 - H_2 = m(h_1 - h_2)\eta_{oi} =$
$= 1200 \cdot 900$ кДж $= 1{,}08$ ГДж.

Пример 13.3. До какого значения нужно адиабатно понизить давление перегретого пара, чтобы он стал сухим насыщенным ($x = 1$), и каким будет при этом его температура, если начальное давление $p_1 = 1$ МПа и начальная температура $t_1 = 300$ °С? Пример решить по hs-диаграмме (приложение 8).

Р е ш е н и е. Пользуясь hs-диаграммой для водяного пара, находим на пересечении изобары $p_1 = 1$ МПа и изотермы $t_1 = 300$ °С точку 1, определяющую начальное состояние пара. Проведя из этой точки адиабату до пересечения с пограничной кривой пара ($x_2 = 1$), находим, что $p_2 = 0{,}2$ МПа и $t_2 = t_3 = 120$ °С.

Задачи

13.5. Сухой насыщенный пар адиабатно расширяется от давления 1 МПа до давления 50 кПа. Найти конечное состояние пара и совершаемую им удельную работу изменения объема.

Ответ: $x_2 = 0{,}848$; $l_{1,2} = -432$ 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 $t_1 = 300$ °С до давления 50 кПа. Найти значения h_1, v_1, h_2, x_2, $l_{1,2}$.

Ответ: $h_1 = 3{,}0$ МДж/кг; $v_1 = 0{,}083$ м³/кг;
$h_2 = 2{,}28$ МДж/кг; $x_2 = 0{,}838$;
$l_{1,2} = 612$ кДж/кг.

13.8. Пар давлением 1,6 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: $q_{1,2} = 592$ кДж/кг.

13.10. Пар при температуре 150°С и влагосодержании 25% расширяется адиабатно до давления 10 кПа. Найти паросодержание в конце расширения, удельную работу изменения объема и увеличение удельного объема пара.

Ответ: $x_2 = 65{,}6\%$, $l_{1,2} = -407$ кДж/кг; $v_2/v_1 = 33$.

13.11. Пар при температуре 200 °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: $l_{1,2} = 439$ кДж/кг; $x_2 = 0{,}39$;
$t_2 = 59{,}7$ °С.

§ 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

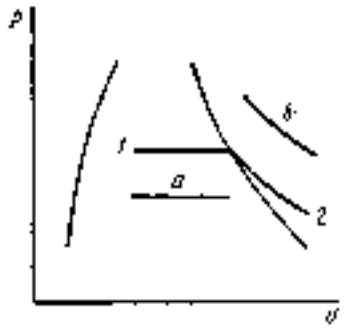


Рис. 13.9. Изотермы пара на *pv*-диаграмме

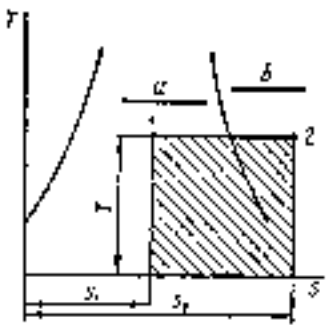


Рис. 13.10. Изотермы пара на *Ts*-диаграмме

теплоты — уменьшается (в изотермическом процессе идеальных газов удельная энтальпия не изменяется, т. е. h = const).

Таким образом, в общем случае изотермического расширения, когда влажный пар переходит в перегретый, изотермы на *pv*-, *Ts*- и *hs*-диаграммах представляют собой кривые *1-2*, показанные на рис. 13.9, 13.10 и 13.11. В частных случаях, когда изотермический процесс протекает только в области влажного или только перегретого пара, изотермы имеют вид, показанный на этих рисунках соответственно кривыми *a* и *b*.

Исследование изотермического процесса удобно вести по *hs*-диаграмме. Оно начинается с определения начальной и конечной точек линии процесса, после чего могут быть найдены на *hs*-диаграмме и все остальные параметры.

Нахождение параметров пара. Допустим, что начальное состояние пара в изотермическом процессе определяется 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. 13.12). Конечная точка этой изотермы должна находиться на пересечении данной изотермы (которая до точки a является изобарой) с изобарой p_2. После этого могут быть найдены непосредственно по диаграмме значения h_1, h_2, ε_1, s_2, v_1 и v_2. На линии изотермы читаем температуру, при которой протекает процесс.

Подводимая удельная теплота может быть вычислена по уравнению (13.3).

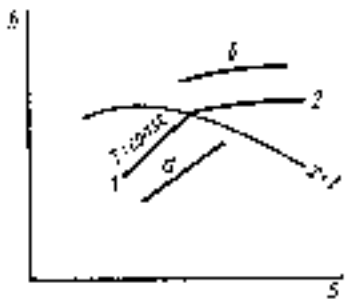


Рис. 13.11. Изотермы пара на hs-диаграмме

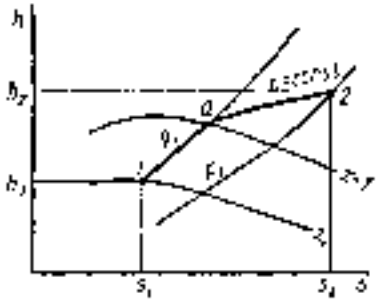


Рис. 13.12. Нахождение параметров пара в изотермических процессе на hs-диаграмме

Количество удельной теплоты $q_{1,2}$ можно также определить по Ts-диаграмме как заштрихованную площадь прямоугольника (см. рис. 13.10) с основанием, равным разности $s_2 - s_1$, и высотой T.

Следует обратить внимание на различие между изотермическими процессами идеальных газов и паров. В изотермических процессах идеальных газов, как известно, внутренняя энергия не изменяется ($u = \text{const}$), а в изотермических процессах паров внутренняя энергия изменяется. Так, из уравнения для удельной внутренней энергии влажного насыщенного пара $u_x = u' + xp$ (где u' — внутренняя энергия жидкости при температуре кипения; p — внутренняя теплота парообразования; x — паросодержание) следует, что при изотермическом процессе (который одновременно является и изобарным) 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 и тем больше, чем выше его температура.

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 $v_2 = 0{,}23$ м³/кг. Найти другие начальные и конечные параметры пара, подведенную теплоту и совершаемую паром работу. Пример решить с использованием hs-диаграммы.

Решение. 1. Находим на hs-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:

$$v_1 = 0{,}200 \text{ м}^3/\text{кг};\ s_1 = 5{,}92 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К});\ h_1 = 2440 \text{ кДж}/\text{кг}.$$

Начальную температуру пара находим на пересечении изобары $p = 0{,}8$ МПа с пограничной кривой пара. Через эту точку проходит изотерма 170 °С, следовательно, $t_1 = 170$ °С (из приложения 5 для $p = 0{,}8$ МПа, $t = 170{,}42$ °С).

2. Вычисляем начальную удельную внутреннюю энергию:

$$u_1 = h_1 - p_1 v_1 = (2{,}44\cdot10^6 - 0{,}8\cdot10^6\cdot0{,}200)\ \text{Дж}/\text{кг} =$$
$$= 2{,}28\cdot10^6 \text{ Дж}/\text{кг} = 2{,}28 \text{ МДж}/\text{кг}.$$

3. Находим на hs-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 $v_2 = 0{,}23$ м³/кг. Так как точка пересечения 2 лежит в области влажного пара, то в конечном состоянии пар является влажным насыщенным. (Если бы пересечения с заданной изохорой в области влажного пара не произошло, то следовало бы подняться по изобаре $p = 0{,}8$ МПа до пограничной линии и от нее далее подниматься в области перегретого пара по изотерме $t = 170$ °С, не являющейся уже изобарой, до пересечения с заданной изохорой.)

4. Для точки 2 находим искомые параметры пара:

$$x_2 = 0{,}95;\ p_2 = 0{,}8 \text{ МПа};\ h_2 = 2570 \text{ кДж}/\text{кг};$$
$$s_2 = 6{,}43 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К});\ v_2 = 0{,}23 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

5. Конечная удельная внутренняя энергия

$$u_2 = h_2 - p_2 v_2 = (2{,}57\cdot10^6 - 0{,}8\cdot10^6\cdot0{,}23)\ \text{Дж}/\text{кг} =$$
$$= 2{,}49\cdot10^6 \text{ Дж}/\text{кг} = 2{,}49 \text{ МДж}/\text{кг}.$$

6. Сообщенная теплота

$$Q_{1,2} = mT(s_2 - s_1) = 20\ 000\ (170 + 273)(6{,}43 - 5{,}92)\cdot10^3 \text{ Дж} =$$
$$= 4{,}52 \text{ ГДж}.$$

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 сливается с изобарой):

$$Q_{1,2} = m(h_2 - h_1) = 20000\ (2{,}57 - 2{,}44)\cdot10^6 \text{ Дж} = 4{,}6 \text{ ГДж}.$$

7. Работа изменения объема

$$L_{1,2} = ml_{1,2} = Q_{1,2} - m(u_2 - u_1) = [4,52 \cdot 10^6 - $$
$$- 20\,000\,(2,49 - 2,28)\,10^3]\ \text{Дж} = 0,32\ \text{ГДж}.$$

8. Работа изменения давления $W_{1,2} = 0$, так как в данном процессе давление — постоянная величина.

Задачи

13.12. Пар массой 0,2 кг и давлением 0,8 МПа, занимая объем 0,016 м³, изотермически расширяется до объема 0,035 м³. Найти совершенную работу, количество подведенной теплоты и паросодержание в начале и в конце процесса.

Ответ: $L_{1,2} = 15,7$ кДж; $Q_{1,2} = 168,4$ кДж; $x_1 = 0,306$; $x_2 = 0,714$.

13.13. Пар, имея в начальном состоянии давление 0,24 МПа и температуру 160 °С, сжимается изотермически так, что его объем уменьшается в два раза. Найти давление и удельный объем в конце сжатия.

Ответ: $v_2 = 0,407$ м³/кг; $p_2 = 0,47$ МПа.

13.14. К пару давлением 1 МПа при температуре 300 °С подводится удельное количество теплоты 340 кДж/кг при постоянной температуре. Найти конечное давление и совершенную при этом удельную работу изменения объема.

Ответ: $p_2 = 279$ кПа; $l_{1,2} = -322$ кДж/кг.

13.15. Пар давлением 1 МПа с паросодержанием 0,505 расширяется изотермически так, что в конце расширения превращается в сухой насыщенный пар. Найти удельное количество теплоты, сообщенной пару, работу изменения объема и изменение внутренней энергии.

Ответ: $q_{1,2} = 0,01$ МДж/кг; $l_{1,2} = 577$ кДж/кг; $u_2 - u_1 = 5,43$ МДж/кг.

§ 13.5. Изохорный процесс

Изохоры на pv-, Ts- и hs-диаграммах имеют вид, показанный на рис. 13.13, 13.14 и 13.15 кривыми *1-2*, *a* и *b*. Кривые *1-2* относятся к общему случаю протекания процесса, в котором пар переходит из одного состояния в другое, а кривые *a* и *b* — к частным случаям, когда пар в начале и конце процесса остается влажным (линия *a*) или перегретым (линия *b*).

На рис. 13.13 и 13.14 видно, что если процесс *a* вести так, как показано стрелками, то пар увлажняется.

Обращаясь к рис. 13.14 и 13.15, видим, 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.

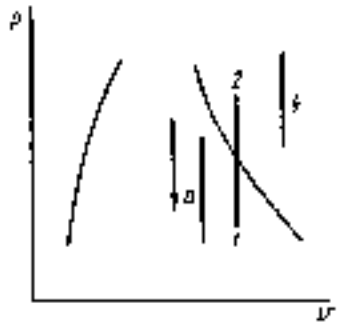


Рис. 13.13. Изохоры пара на pv-диаграмме

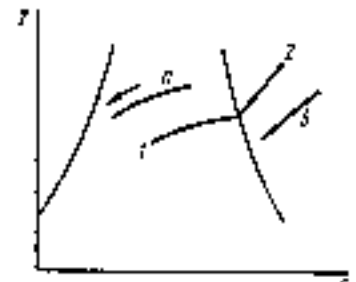


Рис. 13.14. Изохоры пара на Ts-диаграмме

Исследование изохорного процесса, как и других процессов, начинается с нахождения параметров в начале и в конце процесса.

Работа изменения объема в этом процессе, протекающем при $v = \text{const}$, не производится, т. е. $L_{1,2}=0$.

Работа изменения давления $W_{1,2}$ подсчитывается по формуле $W_{1,2} = V(p_1 - p_2)$ [см. формулу (7.3)].

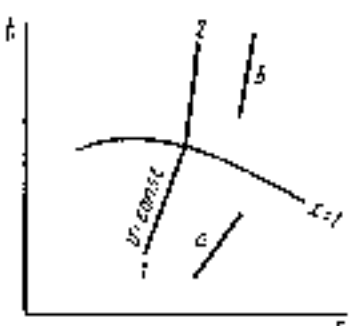


Рис. 13.15. Изохоры пара на hs-диаграмме

Подведенная (или отведенная) теплота $Q_{1,2}$ определяется по формуле (6.1):

$$Q_{1,2} = U_2 - U_1 + L_{1,2};$$

но поскольку для изохорного процесса $L_{1,2}=0$, получаем

$$Q_{1,2} = U_2 - U_1 = m(u_2 - u_1).$$

Пример 13.5. Водяной пар массой 50 кг при начальных параметрах $p_1 = 3{,}0$ МПа и $t_1 = 350°$ С охлаждается при постоянном

объеме до давления $p_2 = 2{,}0$ МПа. Найти конечную температуру, работу изменения давления, а также количество теплоты, которое нужно отвести от пара. Пример решить, используя hs-диаграмму (приложение 5).

Р е ш е н и е. 1. Находим на hs-диаграмме для водяного пара точку 1, соответствующую начальному состоянию пара, на пересечении изобары $p_1 = 3{,}0$ МПа и изотермы $t_1 = 350$ °С.

2. Находим на hs-диаграмме для точки 1 параметры пара:

$v_1 = 0{,}09$ м³/кг; $h_1 = 3110$ кДж/кг; $u_1 = h_1 - p_1 v_1 = (3{,}11 \times \times 10^6 - 3 \cdot 10^6 \cdot 0{,}09)$ Дж/кг $= 2{,}84 \cdot 10^6$ Дж/кг $= 2{,}84$ МДж/кг.

3. Из точки 1 опускаемся по изохоре $v = 0{,}09$ м³/кг до пересечения этой изохоры с изобарой $p_2 = 2{,}0$ МПа (точка 2) и определяем конечные параметры пара:

$$v_2 = v_1 = 0{,}09 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad h_2 = 2630 \text{ кДж/кг}; \quad u_2 = h_2 - p_2 v_2 = (2{,}63 \cdot 10^6 - 2 \cdot 10^3 \cdot 0{,}09) \text{ Дж/кг} = 2{,}45 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг} = 2{,}45 \text{ МДж/кг}; \quad x_2 = 0{,}91$$

(в конечном состоянии пар влажный).

4. Количество отводимой теплоты

$$Q_{1,2} = m (u_2 - u_1) = 60 (2{,}45 - 2{,}84) \cdot 10^3 \text{ Дж} = -19{,}5 \text{ МДж}.$$

(Знак минус здесь указывает на то, что теплота отводится в количестве 19,5 МДж).

5. Работа изменения давления

$$W_{1,2} = V (p_1 - p_2) = mv (p_1 - p_2) = 50 \cdot 0{,}09 (3{,}0 - 2{,}0) \cdot 10^3 \text{ Дж} = 4{,}5 \text{ МДж}.$$

Задачи

13.16. В котле вместимостью 20 м³ 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: $Q_{1,2} = 11{,}5$ МДж; $p_2 = 0{,}16$ МПа.

13.17. Сухой насыщенный пар давлением 1 МПа нагревается в пароперегревателе при закрытых клапанах на входе и на выходе до температуры 500° С. Каково давление пара в конце нагревания?

Ответ. $p_2 = 1{,}7$ МПа.

13.18. В паровом котле находится пар давлением 1,2 МПа при температуре 300 °С. Вместимость котла 6 м³. Найти массу пара и конечное влагосодержание после охлаждения его в котле до температуры 150 °С.

Ответ: $m = 35{,}7$ кг; $\omega = 44{,}5\%$.

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 hs-диаграмме и каким следует вычислять по формулам?

3. Как определить состояние пара по таблицам, если известны его давление и удельный объем?

4. Как определить состояние пара по таблицам, если известны его давление и температура?

5. Как определить состояние пара по таблицам, если известны его температура и удельный объем?

6. Как изменяется степень перегрева при понижении давления пара, заключенного в закрытом сосуде?

7. Как показать, что при изотермическом сжатии влажного пара его внутренняя энергия уменьшается?

8. Как доказать, что на ps-диаграмме адиабата перегретого пара располагается круче, чем влажного?

9. Чем принципиально отличается показатель адиабаты паров от показателя адиабаты газов?

Глава 14

ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

§ 14.1. Общие понятия. Истечение через суживающееся сопло

Процесс истечения газов и паров протекает настолько быстро, что за время прохождения их по насадке теплообмен между ними и внешней средой оказывается ничтожным и в расчетах может не учитываться. Таким образом, поток газов и паров рассматривается как процесс адиабатный, т. е. протекающий без подвода и отвода теплоты.

Поток можно организовать так, что по мере продвижения по насадке давление его будет постепенно понижаться, а скорость увеличиваться, или наоборот, так, что скорость будет постепенно уменьшаться, а давление увеличиваться.

В первом случае насадки называются *соплами*, а во втором — *диффузорами*.

Рассмотрим сначала процесс истечения газа или пара через суживающееся сопло. Пусть адиабата процесса истечения изображается на pv-диаграмме линией $1\text{-}2$ (рис. 14.1). На этом рисунке удельная работа изменения давления $w_{1,2}$ графически изобразится заштрихованной пл. 1234.

Аналитически удельная работа $w_{1,2}$ может быть также определена с использованием уравнения (7.24а):

$$w_{1,2} = kl_{1,2},$$

где $l_{1,2}$ — удельная работа изменения объема в адиабатном процессе.

Согласно уравнению (7.28а) в адиабатном процессе идеального газа

$$l_{1,2} = p_1 v_1 [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}]/(k-1).$$

Подставив это значение $l_{1,2}$ в уравнение (7.24а), получим

$$w_{1,2} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 [1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k}]. \qquad (а)$$

Здесь k — показатель адиабаты; p_1 и p_2 — давления во входном и выходном сечениях сопла, v_1 — удельный объем газа (или пара) при входе в сопло.



Рис. 14.1. Процесс истечения газа или пара на pv-диаграмме

Уравнение (а) написано для удельной работы истечения. Чтобы подсчитать работу истечения газа (или пара) любой массы, нужно обе части этого уравнения умножить на массу m.

Полагают, что при движении потока по соплу работа изменения давления $w_{1,2}$ превращается только в кинетическую энергию потока, благодаря чему она увеличивается*:

$$w_{1,2} = c_2^2/2 - c_1^2/2, \qquad (б)$$

где c_1 и c_2 — скорости движения потока соответственно во входном и выходном сечениях сопла.

Решая уравнение (б) относительно c_2, получим

$$c_2 = \sqrt{c_1^2 + 2w_{1,2}}.$$

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

$$c_2 = \sqrt{2w_{1,2}}. \qquad (14.1)$$

* При этом изменением потенциальной энергии потока пренебрегают, так как она обычно очень мала.

Заменяя здесь $w_{1,2}$ его значением из уравнения (а), получим

$$c_2 = \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_1 v_1\left[1-(p_2/p_1)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \qquad (14.2)$$

Определим массовый расход — отношение массы потока, протекающего через выходное сечение сопла, ко времени. Воспользуемся для этого уравнением (2,1): $\rho = m/V$. Для определения массового расхода это уравнение можно представить в виде

$$m_t = \rho_2 V_t,$$

где m_t — массовый расход; ρ_2 — плотность в выходном сечении; V_t — объемный расход газа (или пара).

В свою очередь объемный расход определяется как произведение площади выходного сечения S_2 на скорость потока c_2: $V_t = S_2 c_2$. Следовательно,

$$m_t = \rho_2 S_2 c_2 = \rho_2 S_2 \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_1 v_1\left[1-(p_2/p_1)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \qquad (14.3)$$

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 $\rho_2 = 1/v_2 = (1/v_1)(p_2/p_1)^{1/k}$.

Подставляя это значение ρ_2 в формулу (14.3) и внося его под знак радикала, получим

$$m_t = S_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}\right]} \qquad (14,4)$$

и окончательно, перемножив под корнем $(p_2/p_1)^{2/k}$ и $(p_2/p_1)^{(k-1)/k}$,

$$m_t = S_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k}-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k+1)/k}\right]}. \qquad (14.5)$$

§ 14.2. Критическая скорость потока и максимальный массовый расход рабочего тела

Из формулы истечения (14.2) следует, 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 сопло, через которое происходит истечение, постоянного сечения или суживающееся, то давление p_2 в выходном сечении ab (рис. 14.2) может уменьшаться только до известного предела; такое давление называется *критическим* и *обозначается* $p_к$. Отношение $p_к/p_1$ называется *критическим отношением давлений* и обозначается β; оно определяется по формуле

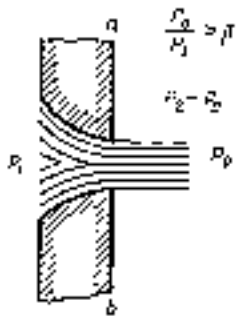


Рис. 14.2. Характер истечения газа или пара через суживающееся сопло при $p_0/p_1 \geq \beta$

$$\beta = p_к/p_1 = 2/(k+1)]^{k/(k-1)}. \quad (14.6)$$

Из этой формулы следует, что критическое отношение давлений при истечении зависит исключительно от показателя адиабаты k (см. табл. 14.1). Например, для двухатомных газов $k = 1{,}41$, а потому для этих газов

$$\beta = [2/(k+1)]^{k/(k-1)} = (2/2{,}41)^{1{,}41/0{,}41} = 0{,}528.$$

Из уравнения (14.6) получаем формулу для определения критического давления

$$p_к = \beta p_1. \quad (14.7)$$

Следовательно, для двухатомных газов $p_к = 0{,}528 p_1$.

Итак, если при постоянном давлении p_1 уменьшать давление наружной среды p_0, то в сечении ab (рис. 14.2) суживающегося сопла будет соблюдаться равенство между давлением рабочего тела p_2 и давлением окружающей среды p_0 до тех пор, пока $p_0 \geqslant p_к$. При дальнейшем же уменьшении p_0 ниже $p_к$ давление вытекающего рабочего тела p_2 будет оставаться постоянным и равным $p_к$.

Поясним это на таком примере. Допустим, что из баллона, в котором поддерживается постоянное давление $p_1 = 1$ МПа, вытекает через суживающуюся насадку воздух. При этом условии критическое давление $p_к = \beta p_1 =$

$= 0{,}528 \cdot 1 = 0{,}528$ МПа. Если давление окружающей среды p_0 выше 0,528 МПа (но, конечно, ниже 1 МПа), предположим 0,8 МПа, то давление воздуха в конце насадки p_2 будет также равно 0,8 МПа.

Если же давление окружающей среды p_0 уменьшить, предположим, до 0,4 МПа, то отношение $p_0/p_1 = 0{,}4/1 = 0{,}4$ окажется меньше критического отношения давлений β и давление в устье насадки p_2 опустится только до 0,528 МПа.

При понижении давления p_0 до $p_к$ скорость истечения и массовый расход вытекающего газа будут увеличиваться тоже только до тех пор, пока отношение давлений p_0/p_1 не станет равным критическому отношению давлений β. При дальнейшем уменьшении p_0 (при постоянном p_1) скорость истечения и массовый расход увеличиваться не будут.

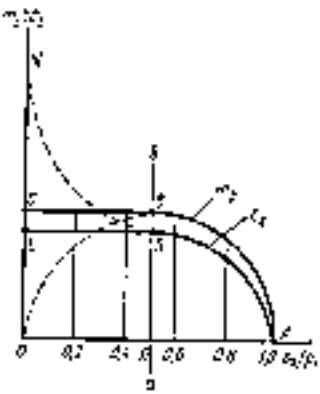


Рис. 14.3. Линии массового расхода газа m_t и выходной скорости c_t при истечении через суживающееся сопло при различных отношениях p_0/p_1 в осях (m_t; c_t) — (p_2/p_1)

При истечении через суживающееся сопло характер изменения массового расхода m_t и скорости истечения c_t в зависимости от отношения давлений p_2/p_1 наглядно показан на рис. 14.3, на котором по оси ординат отложены значения массового расхода m_t и скорости истечения c_t, а по оси абсцисс — значения p_0/p_1 от нуля до единицы.

Вертикаль ab, проведенная от точки на оси абсцисс, соответствующей отношению $p_0/p_1 = \beta$, делит площадь диаграммы на две части. В правой части диаграммы (где $p_0/p_1 \geqslant \beta$) линии скорости истечения c_t (кривая AD) и массового расхода m_t (кривая AB), построенные по формулам (14.2) и (14.3), совпадают с опытными данными. В левой же части диаграммы (где $p_0/p_1 < \beta$) эти формулы недействительны. Так, из формулы (14.3) следует, что в этой части диаграммы по мере уменьшения отношения p_0/p_1 массовый расход m_t тоже уменьшается и при $p_2/p_1 = 0$ становится равным нулю (пунктирная кривая OB). В действительности же массовый расход в точке B при отношении $p_0/p_1 = \beta$ достигает максимального значения и при дальнейшем уменьшении отношения p_0/p_1 до нуля остается постоянным (линия BC).

Скорость истечения c_2 в соответствии с формулой (14.2) от точки B продолжает увеличиваться (пунктирная линия DN), а в действительности в точке D ее значение тоже достигает наибольшего значения и при дальнейшем уменьшении отношения p_2/p_1 остается постоянной. Эта скорость называется *критической* $c_н$.

Для вывода уравнения критической скорости воспользуемся формулой (14.2):

$$c_2 = \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_1v_1\left[1-(p_2/p_1)^{(k-1)/k}\right]}.$$

Заменяя отношение p_2/p_1 критическим отношением давлений $\beta = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}$, получим

$$c_н = \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_1v_1\left[1-\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}\cdot\frac{k-1}{k}}\right]} =$$

$$= \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_1v_1\frac{k-1}{k+1}} = \sqrt{2\frac{k}{k+1}p_1v_1}.$$

Пусть $\sqrt{2k/(k+1)} = a$, тогда в окончательном виде

$$\boxed{c_н = a\sqrt{p_1v_1}.} \qquad (14.8)$$

Здесь a — коэффициент, зависящий только от показателя адиабаты.

Максимальный массовый расход определяется уравнением (14.4):

$$m_1 = S_2\sqrt{2\frac{k}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}\right]}$$

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 β, имеем

$$m_{1,\max} = S_2\sqrt{2\frac{k}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{2/(k-1)}\frac{k-1}{k+1}}$$

Сокращая подкоренное выражение на $(k-1)$ и перегруппировывая его члены, получим

$$m_{1,\max} = S_2 \sqrt{k \frac{2}{k+1}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{2/(k-1)} \frac{p_1}{v_1}} =$$

$$= S_2 \sqrt{k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{(k+1)/(k-1)} \frac{p_1}{v_1}}.$$

Обозначим

$$\sqrt{k\left[2/(k+1)\right]^{(k+1)/(k-1)}} = \psi,$$

где ψ — коэффициент, зависящий только от показателя адиабаты k. Тогда

$$m_{1,\max} = \psi S_2 \sqrt{p_1/v_1}. \qquad (14.9)$$

Значения коэффициентов α и ψ приведены в табл. 14.1. В этой таблице 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 водяного пара и $k = 1{,}035 + 0{,}1\,x$ для влажного насыщенного водяного пара).

Таблица 14.1. Значения расчетных величин β, α и ψ критического режима истечения газов и паров в зависимости от показателя адиабаты

Показатель адиабаты k	β	α	ψ
1,0	0,6065	1,000	0,6064
1,1	0,5847	1,024	0,6283
1,2	0,5645	1,054	0,6484
1,3	0,5457	1,083	0,6672
1,4	0,5283	1,080	0,6845
1,5	0,5120	1,095	0,7010
1,667	0,4871	1,118	0,7261

Для идеального газа скорость истечения c_2 и критическая скорость $c_{\text{к}}$ могут быть вычислены по уравнениям (14.2) и (14.8) с заменой в них радикала $\sqrt{p_1 v_1}$ на радикал $\sqrt{R_0 T_1}$ (из уравнения Клапейрона), а массовый m_1 и максимальный массовый $m_{1,\max}$ расходы — по уравнениям (14.5) и (14.9) с заменой в них $\sqrt{p_1 v_1}$ на $p_1/\sqrt{R_0 T_1}$.

Критическая скорость потока $c_к$ равна скорости распространения звуковой волны в этом потоке при его параметрах $p_к$ и $v_к$, 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:

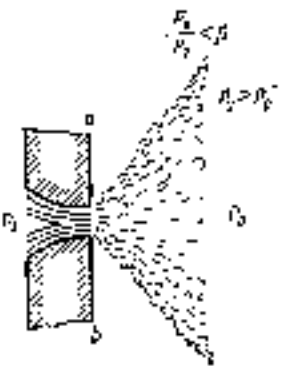


Рис. 14.4 Характер истечения газа или пара через суживающееся сопло при $p_0/p_1 < \beta$

1) *докритический режим*, когда $p_0/p_1 \geqslant \beta$; при этом происходит полное расширение. Поэтому давление рабочего тела при выходе из суживающегося сопла равно давлению наружной среды p_2. В данном случае для определения значений скорости истечения и массового расхода нужно пользоваться уравнениями (14.2) и (14.5);

2) *критический режим*, когда отношение $p_к/p_1 < \beta$, вследствие чего происходит неполное расширение потока и давление его при выходе из сопла не равно давлению наружной среды p_2, а остается равным $p_к$. В этом случае для определения критической скорости потока и максимального массового расхода следует пользоваться уравнениями (14.6) и (14.9).

При критическом режиме истечения критические скорость и давление устанавливаются в выходном сечении сопла, т. е. в наименьшем его сечении $S_{min} = S_2$. По выходе из сопла поток продолжает расширяться до давления наружной среды, причем расширение сопровождается образованием вихрей, на которые затрачивается почти вся работа дополнительного расширения (рис. 14.4).

§ 14.3. Истечение через сопло Лаваля

Закритический режим истечения можно получить, если при $p_0/p_1 < \beta$ к суживающемуся соплу добавить расширяющуюся часть (рис. 14.5). В этом случае давление потока в минимальном сечении $S_{min} = S_1$ равно $p_к$, а давление в сечении

S_{min} 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 осуществлять полное расширение рабочего тела до давления наружной среды и получить сверхзвуковую скорость. Массовый расход и в этом случае равен $m_{t,max}$ — максимальному расходу, определяемому площадью сечения S_{min}.

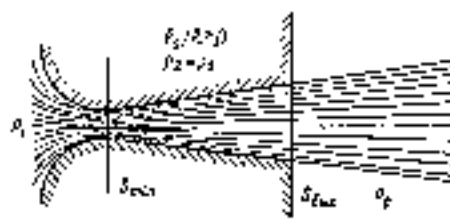


Рис. 14.5. Характер режима истечения газа или пара через сопло Лаваля при $p_0/p_1 > \beta$

При заданных массовом расходе $m_{t,max}$ и перепаде давлений $p_0/p_1 < \beta$ определяют диаметр минимального сечения сопла d_{min}, диаметр выходного сечения $d_{вых}$ и длину расширяющейся части сопла l (рис. 14.6).

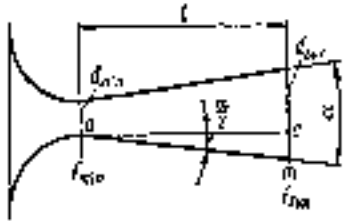


Рис. 14.6. Профилирование сопла Лаваля

В минимальном сечении должна установиться критическая скорость истечения и максимальный массовый расход, поэтому, пользуясь формулой (14.9), можно определить площадь минимального сечения сопла:

$$S_{min} = m_{t,max}/\left(\psi\sqrt{p_1/v_1}\right). \qquad (14.10)$$

Площадь выходного сечения $S_{вых}$ можно вычислить по формуле (14.15), имея в виду, что при установившемся, постоянном процессе истечения массовый расход через минимальное сечение должен равняться массовому расходу через выходное сечение.

Поэтому

$$S_{вых} = \frac{m_{t,max}}{\sqrt{2\frac{k}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k+1)/k}\right]}}. \qquad (14.11)$$

где p_1 — давление потока при входе в сопло; p_2 — давление при выходе из сопла в сечении $S_{вых}$, равное давлению наружной среды p_0.

Длину расширяющейся части сопла можно найти, пользуясь рис. 14.6. Если из точки a провести прямую ac, параллельную оси сопла, то получим прямоугольный треугольник acm. Угол при вершине a этого треугольника равен $\alpha/2$. Из соотношений в прямоугольном треугольнике имеем $\operatorname{tg}(\alpha/2) = mc/ac$. В данном случае катет $mc = (d_{вых} - d_{min})/2$; катет ac равен искомой длине расширяющейся части сопла l. Таким образом,

$$\operatorname{tg}(\alpha/2) = (d_{вых} - d_{min})/(2l),$$

откуда

$$l = (d_{вых} - d_{min})/[2 \operatorname{tg}(\alpha/2)]. \qquad (14.12)$$

Угол α выбирается в пределах 10—12°. При больших значениях угла α происходит отрыв струек потока от стенки сопла и образование вихрей. При меньших значениях α длина расширяющейся части сопла l получается излишне большой, что увеличивает потери на трение между потоком и стенками сопла и поэтому уменьшает скорость истечения рабочего тела.

Пример 14.1. В баллоне при постоянном давлении $p_1 = 5$ МПа находится кислород, поступающий из баллона через суживающееся сопло в среду с давлением $p_0 = 4$ МПа. Найти скорость истечения и массовый расход кислорода, если площадь выходного сечения сопла $S_2 = 20$ мм². Начальная температура кислорода $t_1 = 100$ °С. Начальную скорость истечения $c_1 = 0$.

Решение. Так как отношение $p_0/p_1 = 4/5 = 0{,}8 > b$, то режим истечения докритический, поэтому для нахождения скорости истечения c_2 и массового расхода газа m_1 нужно воспользоваться формулами (14.2) и (14.5).

Предварительно определим начальный удельный объем кислорода из уравнения состояния: $v_1 = R_0 T_1/p_1 = 259{,}8\,(100 + 273)/(5 \cdot 10^6)$ м³/кг $= 0{,}02$ м³/кг. (Значение $R_0 = 259{,}8$ Дж/(кг·К) взято из приложения 3.)

Скорость истечения

$$c_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}\right]} =$$

$$= \sqrt{2 \frac{1{,}4}{1{,}4-1} 5 \cdot 10^6 \cdot 0{,}02 \left(1 - 0{,}8^{(1{,}4-1)/1{,}4}\right)} \text{ м/с} = 212 \text{ м/с}.$$

Массовый расход

$$m_t = S_t \sqrt{\frac{2k}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k+1)/k}\right]} =$$

$$= 20 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{2 \cdot 1{,}4}{1{,}4 - 1}\frac{5 \cdot 10^6}{0{,}02}\left(0{,}6^{2/1{,}4} - 0{,}6^{(1{,}4+1)/1{,}4}\right)} \text{ кг/с} =$$

$$= 0{,}18 \text{ кг/с}$$

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).

Р е ш е н и е. В данном случае $p_2/p_1 = 0{,}2 < \beta$, поэтому режим истечения критический и скорость истечения критическая, а расход газа максимальный. Для нахождения $c_{кр}$ и $m_{t,\max}$ воспользуемся формулами (14.8) и (14.9):

$$c_{кр} = a\sqrt{p_1 v_1} = a\sqrt{R_0 T_1} = 1{,}08\sqrt{259{,}8 \cdot 373} \text{ м/с} = 336 \text{ м/с};$$

$$m_{t,\max} = \psi S_t \sqrt{p_1/v_1} = \psi S_t \frac{p_1}{\sqrt{R_1 T_1}} = 0{,}695 \cdot 20 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \times$$

$$\times 10^6/\sqrt{259{,}8 \cdot 373} \text{ кг/с} = 0{,}22 \text{ кг/с}.$$

(Здесь $\psi = 0{,}9840 = 0{,}695$ взято из табл. 14.1, а $R_0 = 259{,}8$ Дж/(кг · К) — из приложения 3.)

Конечное давление истечения

$$p_2 = p_{кр} = \beta p_1 = 0{,}529 \cdot 5 = 2{,}64 \text{ МПа}.$$

Задачи

14.1. В баллоне с воздухом поддерживается постоянное давление 0,5 МПа и температура 17 °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; $t_1 = 20$ °С; $p_2 = 0{,}1$ МПа. Площадь выходного сечения сопла 10 см^2.

Ответ: $c_2 = 313$ м/с; $m_t = 5{,}55$ кг/с.

14.3. Из сопла Лаваля вытекает воздух с начальным давлением 1,5 МПа и температурой — 27 °С в среду с давлением 0,12 МПа. Диаметр узкой части сопла 40 мм. В течение некоторого времени через сопло прошло 100 кг воздуха. Найти это время истечения τ и скорость в выходном сечении сопла c_2.

Ответ: $\tau = 92{,}5$ 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 °С. Найти конечную скорость истечения воздуха, а также давление и скорость его в узком сечении сопла.

Ответ: $c_2 = 505$ м/с; $p_{\text{к}} = 0{,}42$ МПа; $c_{\text{к}} = 213$ м/с.

§ 14.4. Расчет истечения газов и паров по *hs*-диаграмме

Использование *hs*-диаграммы для расчета процесса истечения газов и паров значительно облегчает и ускоряет вычисления.

При истечении через суживающееся сопло метод расчета следующий.

В случае докритического режима истечения газов и паров ($p_2/p_1 \geqslant \beta$) по заданным начальным параметрам пара p_1 и t_1 или p_1 и x_1 находят на *hs*-диаграмме точку *1* (рис. 14.7). Из этой точки проводят вниз прямую, параллельную оси ординат (процесс истечения — адиабатный), до изобары, соответствующей наружному давлению p_2. Таким образом получают точку *2*.

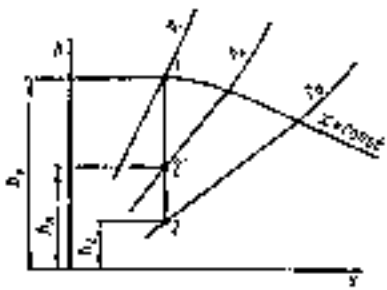


Рис. 14.7. Процессы истечения газа и пара на *hs*-диаграмме

Отрезок *1-2* графически определяет значение адиабатного перепада удельной энтальпии h_t, выражаемой формулой $h_t = (h_1 - h_2)_{\text{ад}}$. Зная значение h_t, можно определить удельную работу истечения $w_{1,2}$, скорости истечения c_2 или $c_{\text{к}}$ и массовый расход m_t или $m_{t,\max}$.

Воспользуемся для этого уравнением первого начала термодинамики

$$q_{1,2} = h_2 - h_1 + w_{1,2}.$$

В адиабатном процессе $q_{1,2} = 0$, поэтому

$$\boxed{w_{1,2} = (h_1 - h_2)_{\text{ад}}.} \qquad (14.13)$$

Согласно уравнению (14.1) $c_2 = \sqrt{2w_{1,2}}$ имеем

$$\boxed{c_2 = \sqrt{2h_t}.} \qquad (14.14)$$

Если полного расширения пара в процессе нет, то и адиабатный перепад удельной энтальпии h_t используется не полностью. Используемая его часть обозначается символом Δh_t.

Уравнение (14.3) дает возможность определить массовый расход газа или пара

$$m_t = \mu_2 S_2 c_2 = \mu_2 S_2 \sqrt{2h_t}. \qquad (14.15)$$

Если отношение давлений $p_0/p_1 \leqslant \beta$, то режим истечения через суживающееся сопло — критический. В этом случае можно также воспользоваться формулами (14.13), (14.14) и (14.15) при условии подстановки $h_{2\text{к}}$ вместо h_2. Критическое значение удельной энтальпии $h_\text{к}$ находится по hs-диаграмме для точки пересечения адиабаты, проведенной из начальной точки 1 (при p_1 и t_1 или p_1 и x_1), с изобарой $p_\text{к} = p_{2\text{к}} = \beta p_1$ (точка $2'$ на рис. 14.7)

При истечении газов и паров через сопло Лаваля значения h_1 и h_2 находят по hs-диаграмме, как это показано на рис. 14.7 для точек 1 и 2. Массовый расход определяют по площади минимального сечения. В этом сечении установится критическая скорость, равная местной скорости звука. Максимальный массовый расход пара или газа подсчитывается по формуле

$$m_{t,\max} = S_{\min} c_\text{к}/v_\text{к}. \qquad (14.16)$$

Удельный объем пара при критическом давлении $p_\text{к}$ находят по hs-диаграмме для точки, соответствующей критическому давлению $p_\text{к} = \beta p_1$.

Выходное сечение $S_{\text{вых}}$ вычисляют по формуле

$$S_{\text{вых}} = m_{t,\max} v_2/c_2. \qquad (14.17)$$

Здесь c_2 — сверхзвуковая скорость пара в выходном сечении сопла, определяемая по уравнению (14.14).

Все приведенные выше 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 φ — скоростной коэффициент сопла, равный в среднем 0,9÷0,95.

Пример 14.3. Водяной пар с начальным давлением $p_1 = 2{,}0$ МПа и температурой $t_1 = 350$ °С истекает через суживающееся сопло в среду, имеющую давление $p_2 = 0{,}2$ МПа. Найти скорость истечения,

Р е ш е н и е. В данном случае отношение $p_0/p_1 = 0,2/2,0 = 0,10 < \beta$ ($\beta = 0,536$), а потому полного расширения пара при истечении не будет. Режим истечения — критический, и в устье сопла устанавливается критическое давление $p_к = 0,546 p_1 = 0,546 \cdot 2,0$ МПа $= 1,09$ МПа, $\Delta h_t = (h_1 - h_{2t})_{s=1} = 160$ кДж/кг (по hs-диаграмме для водяного пара).

Скорость истечения равна критической скорости. Эту скорость найдем по уравнению (14.14):

$$c_2 = c_к = \sqrt{2\Delta h_t} = \sqrt{2 \cdot 160 \cdot 10^3}\ м/с \approx 567\ м/с.$$

Пример 14.4. Влажный водяной пар при начальном давлении $p_1 = 2$ МПа и начальном паросодержании $x_1 = 0,9$ вытекает через суживающееся сопло с выходным сечением $S_{вых} = 20$ мм^2 в среду, имеющую давление 1,5 МПа. Найти скорость истечения и массовый расход пара.

Р е ш е н и е. Предварительно находим значение k по уравнению

$$k = 1,035 + 0,1x_1 = 1,035 + 0,1 \cdot 0,9 = 1,125.$$

Значение β 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 hs-диаграмме для водяного пара находим адиабатный перепад удельной энтальпии h_2 ($p_1 = 2$ МПа; $x_1 = 0,9$ и $p_2 = 1,5$ МПа), а затем определяем c_2:

$$c_2 = \sqrt{2h_t} = \sqrt{2 \cdot 44 \cdot 10^3}\ м/с = 297\ м/с.$$

Массовый расход m_t находим по уравнению (14.15), подставляя в него вместо ρ_2 удельный объем v_2 ($\rho_2 = 1/v_2$): $m_t = S_2 c_2 / v_2 = 20 \cdot 10^{-4} \cdot 297/0,1165$ кг/с $= 0,051$ кг/с.

Задачи

14.5. Найти скорость истечения и массовый расход перегретого пара давлением 2 МПа и температурой 350 °С, вытекающего через суживающееся сопло в среду с давлением 1,6 МПа. Выходное сечение сопла 0,001 м^2.

Ответ: $c_2 = 358$ м/с; $m_t = 2,14$ кг/с.

14.6. Предыдущую задачу решить при условии, что давление среды, в которую происходит истечение, понизилось до 0,9 МПа.

Ответ: $c_к = 555$ м/с; $m_{t\ max} = 2,48$ кг/с.

14.7. Найти скорость истечения пара $c_н$ 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 300 °С, а давление наружной среды 0,1 МПа.

Ответ: $c_н = 459$ м/с; $c_2 = 906$ м/с.

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 °С.

Ответ: 2,92 кг/с.

§ 14.5. Истечение через диффузоры

До сих пор рассматривалось истечение через сопла, в которых 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. 14.8, *а*). При давлении p_1' газ поступает в сечение *1-1* сопла со скоростью c_1. В минимальном сечении сопла *2-2* устанавливаются критическое давление $p_к$ и критическая скорость $c_к$, равная местной скорости звука. В выходном сечении *3-3* устанавливаются давление p_3, равное давлению наружной среды p_0, и сверхзвуковая скорость c_3.

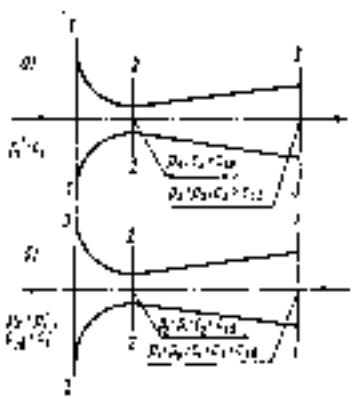


Рис. 14.8. К расчету процессов истечения через диффузоры

При протекании газа или пара в обратном направлении (рис. 14.8, *б*) во входное сечение *1-1* диффузора давление $p_1 = p_0$, а скорость $c_1 > c_к$. В минимальном сечении *2-2* диффузора давление повысится до p_2, а скорость понизится до звуковой $c_2 = c_к$. 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 ее. Поэтому, если для рассчитываемого диффузора входная и выходная скорости больше звуковой, то диффузор должен быть суживающимся, а если и входная, и выходная скорости меньше звуковой, то — расширяющимся, и, наконец, если входная скорость больше звуковой, а выходная меньше ее, 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 через сопла (при условии, что скорость газа, выходящего из диффузора, мала и близка к нулю). Однако если скорость на выходе из диф-

фузора большая и пренебрегать ею нельзя, то в этом случае удельная работа изменения давления при адиабатном истечении

$$w_{1,2} = \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_2^2}{2} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right].$$

Пользуясь этой формулой, можно по одной из скоростей c_1 или c_2 найти другую. Например,

$$c_2 = \sqrt{c_1^2 - \frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right]}.$$

В соответствии с этим площади входного и выходного сечений диффузора определяют по формулам:

$$S_1 = m_1 v_1 / c_1; \; S_2 = m_2 v_2 / c_2.$$

Все величины с индексом «1» относятся к входному, а с индексом «2» — к выходному сечениям диффузора.

§ 14.6. Дросселирование

Если в трубопроводе имеется резкое сужение (вентиль-кран, задвижка и т. п.), то при проходе через это сужение давление понижается, а удельный объем увеличивается. Такой необратимый процесс расширения потока называется *дросселированием*.

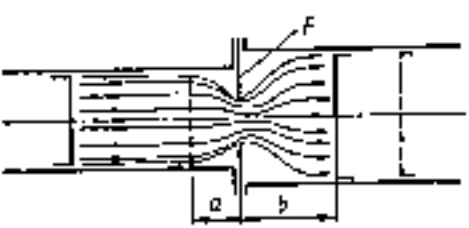


Рис. 14.9. Схема процесса дросселирования газа или пара

На рис. 14.9 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.

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 расчетах не учитывать;

2) процесс дросселирования протекает без совершения внешней работы.

Напишем уравнение первого начала термодинамики: $q_{1,2} = h_2 - h_1 + w_{1,2}$. В соответствии с указанными двумя характерными особенностями процесса дросселирования в этом уравнении $q_{1,2}=0$ и $w_{1,2} = 0$.

Следовательно, $h_2 - h_1 = 0$ или

$$h_2 = h_1, \quad (14.18)$$

т. е. *удельная энтальпия потока при дросселировании не изменяется*. Поэтому этот процесс называется *изоэнтальпийным* и изображается на *hs*-диаграмме прямой, параллельной оси абсцисс (оси удельной энтропии).

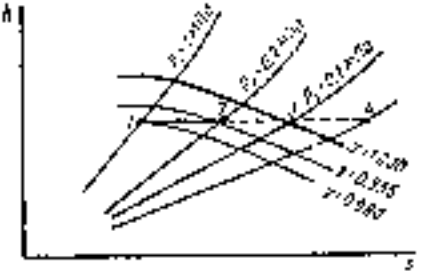


Рис. 14.10. Процесс дросселирования газа и пара на *hs*-диаграмме

Разберем некоторые частные случаи дросселирования пара.

Допустим, что влажный пар давлением $p_1 = 1$ МПа и паросодержанием $x = 0{,}98$ дросселируют до $p_2 = 0{,}2$ МПа. Выясним, какое будет при этом конечное состояние пара. Найдя на *hs*-диаграмме точку, определяющую начальное состояние пара (точка *1* на рис. 14.10), и проведя через нее прямую, параллельную оси абсцисс, до пересечения с изобарой $p_2 = 0{,}2$ МПа, получим конечную точку *2* процесса. Как видно на диаграмме, паросодержание стало 0,985, т. е. возросло. Таким образом, при дросселировании влажный пар подсушивается. Путем большого понижения давления при дросселировании, например до 0,1 МПа, можно (как это видно на *hs*-диаграмме) влажный пар превратить в сухой (точка *3* на рис. 14.10) или даже в перегретый (точка *4*). На *hs*-диаграмме видно также, что температура пара при дросселировании понижается. Нетрудно убедиться и в том, что если дросселируется перегретый пар, то, несмотря на некоторое снижение температуры пара при этом, степень перегрева (по сравнению с температурой насыщения при том же давлении) 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 *hs*-диаграмме. Действительно, если дросселируется водяной пар давлением 10 МПа, паросодержанием 0,95 до давления 5,0 МПа, то после дросселирования его паросодержание уменьшится до 0,925.

Если водяной пар давлением 10 МПа и температурой 320 °С дросселировать, допустим, до 3,0 МПа, то он превратится во влажный пар.

Удельная энтальпия идеального газа зависит только от температуры, а так как в процессе дросселирования удельная энтальпия не изменяется, то остается постоянной и его температура. Поэтому *изоэнтальпийный процесс идеального газа является одновременно и изотермическим.*

Пример 14.5. Определить изменение состояния перегретого водяного пара, давление которого дросселированием понижается до 0,3 МПа, если начальные параметры пара: $p_1 = 2$ МПа и $t_1 = 250$ °С.

Р е ш е н и е. Найдя на *hs*-диаграмме в пересечении изобары $p_1 = 2$ МПа и изотермы $t_1 = 250$ °С начальную точку 1 линии процесса и проведя через нее горизонтальную линию вправо, параллельно оси энтальпий, до пересечения с изобарой $p_2 = 0{,}3$ МПа, получим конечную точку 2, которая лежит на изотерме 220 °С.

Следовательно, температура пара в процессе дросселирования понизилась от $t_1 = 250$ °С до $t_2 = 220$ °С.

Выясним теперь, как отразилось дросселирование на степени перегрева пара. Температура кипения при давлении $p_1 = 2$ МПа $t_{1,s} = 212$ °С, поэтому в начальном состоянии степень перегрева

$$\Delta t_1 = t_1 - t_{1,s} = (250 - 212)\ ^\circ\text{C} = 38\ ^\circ\text{C}.$$

При давлении $p_2 = 0{,}3$ МПа температура кипения $t_{2,s} = 133{,}5$ °С, поэтому и после дросселирования степень перегрева

$$\Delta t_2 = t_2 - t_{2,s} = (220 - 133{,}5)\ ^\circ\text{C} = 86{,}5\ ^\circ\text{C},$$

т. е. степень перегрева пара увеличилась на $\Delta t_2 - \Delta t_1 = (86{,}5 - 38)\ ^\circ\text{C} = 48{,}5\ ^\circ\text{C}$.

Задачи

14.9. До какого давления нужно дросселировать влажный пар, чтобы он стал сухим, если начальное давление пара 2 МПа, а паросодержание 0,98.

Ответ: 0,20 МПа.

14.10. Перегретый пар при начальном давлении 7 МПа и температуре 350 °С дросселируется до давления 0,5 МПа. Найти температуру пара после дросселирования.

Ответ: 335 °С.

14.11. В результате дросселирования давление сухого насыщенного пара понижается от 0,9 до 0,35 МПа, а затем дальнейшего адиабатного расширения — до 0,01 МПа. Найти потерю работы из-менения давления вследствие дросселирования.

Ответ: потеря работы — 54,6 кДж/кг, или 8,3%

Контрольные вопросы

1. Какие насадки называются соплами и 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 суживающуюся насадку получается вполне расширение?
6. Как показать, что при истечении через сопло Лаваля скорость истечения на выходе превышает звуковую скорость?
7. В каких соплах и при каких условиях скорость на выходе получается меньше звуковой?
8. Как изображается процесс истечения через диффузор на *hs*-диаграмме?
9. Может ли влажный пар, проходя через диффузор, превратиться в перегретый?
10. Что такое дросселирование?
11. Как показать на *hs*-диаграмме, что в некоторых случаях перегретый пар можно путем дросселирования превратить во влажный?

Глава 15

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

§ 15.1. Простейшая схема паросиловой установки

В паросиловых установках в качестве рабочего тела используются пары различных жидкостей (воды, ртути и др.), но чаще всего — водяной пар.

Объясняется это тем, во-первых, в процессе парообразования удельный объем воды, как известно, значительно увеличивается. Во-вторых, вода — широко распространенное вещество и стоимость ее невысока.

Цикл паросиловой установки в отличие от циклов, протекающих в цилиндре поршневого двигателя внутреннего сгорания, осуществляется в комплексе различных устройств,

составляющих паросиловую установку. Простейшая схема такой паросиловой установки показана на рис. 15.1.

Пар при постоянном давлении p_1 образуется в теплоотдатчике, состоящем в общем случае из парового котла *1* и пароперегревателя *2*. Из теплоотдатчика пар поступает в паровой двигатель *3* (паровую машину, паровую турбину), где полностью или частично расширяется с понижением давления от p_1 до p_2.

Отработавший пар направляется в теплоприемник (конденсатор) *4*, там он полностью (или частично) конденсируется при постоянном давлении p_2. Конденсация пара происходит в результате теплообмена между отработавшим паром и охлаждающей жидкостью (обычно холодной водой), протекающей внутри трубок поверхностного конденсатора, или в результате смешения пара с охлаждающей жидкостью в смешивающем конденсаторе.

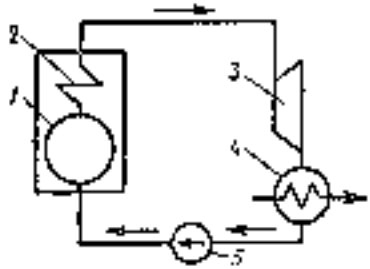


Рис. 15.1. Простейшая схема паросиловой установки

На выходе из конденсатора конденсат (при полной конденсации в холодильнике) поступает в питательный насос *5*, где давление конденсата повышается до первоначального давления, при котором он и нагнетается в паровой котел.

Если же отработавший пар в конденсаторе конденсируется только частично, то образовавшаяся смесь пара и воды (влажный насыщенный пар) на выходе из конденсатора поступает в компрессор *5*, в котором давление повышается до p_1, и при этом давлении направляется в паровой котел.

В описанной простейшей паросиловой установке протекают следующие термодинамические процессы:

1) изобарный подвод теплоты в теплоотдатчике — нагревателе и изобарный отвод теплоты в теплоприемнике — конденсаторе при давлении соответственно p_1 и p_2;

2) адиабатное расширение рабочего тела в паровом двигателе (паровой машине или паровой турбине);

3) изохорное повышение давления жидкости (конденсата) в питательном насосе (жидкость принимается несжимаемой) или адиабатное сжатие смеси пара и жидкости в компрессоре.

§ 15.2. Цикл Карно паросиловой установки

Выше было установлено, что термический к.п.д. цикла Карно зависит только от соотношения термодинамических температур теплоотдатчика T_1 и теплоприемника T_2 и совершенно не зависит от природы рабочего тела. Поэтому этот цикл можно рассматривать как идеальный цикл и для 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 pv-диаграмма цикла Карно имеет вид, показанный на рис. 15.2. Жидкость (например, вода) при давлении p_1 и температуре кипения $t_{1,к}$ поступает в паровой котел (точка O на рис. 15.2). Здесь к ней подводится удельная теплота q_1 при постоянном давлении в котле p_1. Этот процесс изображен на рисунке изобарой O-1. Точка 1 характеризует конец подвода теплоты, когда пар становится сухим насыщенным. Очевидно, что изобара O-1 является одновременно и изотермой. Таким образом, соблюдается одно из условий протекания цикла Карно — подвод теплоты по изотерме.

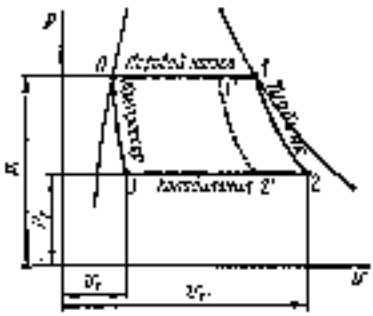


Рис. 15.2. pv-диаграмма цикла Карно для насыщенного пара

Адиабата 1-2 графически изображает процесс расширения пара в паровой турбине (или паровой машине), после чего пар поступает в конденсатор. Здесь происходит процесс отнятия теплоты от отработавшего пара $|q_2|$ при постоянном давлении p_2. Изобара 2-3 является одновременно и изотермой при температуре кипения $t_{2,к}$, соответствующей давлению p_2. Точка 3 — окончание процесса отнятия теплоты $|q_2|$ — должна быть расположена на диаграмме так, чтобы проведенная из нее адиабата сжатия оканчивалась в точке O, соответствующей 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 $t_{1\text{н.к}}$, таким образом, рабочее тело возвращается в исходное (первоначальное) состояние.

Ts-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 су-

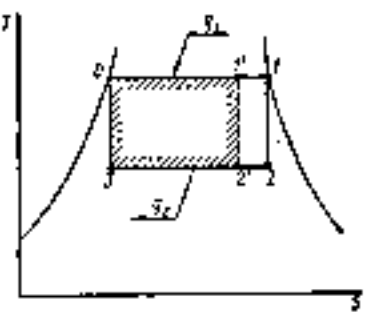


Рис. 15.3. *Ts*-диаграмма цикла Карно для влажного и сухого пара

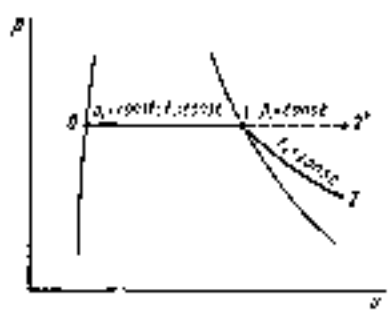


Рис. 15.4. *pv*-диаграмма процессов получения перегретого пара при постоянном давлении и при постоянной температуре

хим насыщенным. Однако подвод теплоты может заканчиваться и раньше, чем пар станет сухим насыщенным, например в точке *1'*, тогда расширение пара в тепловом двигателе 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 непременного условия: весь цикл должен совершаться в области насыщенного пара.

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 процесс подвода 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 давление рабочего тела в пароперегревателе должно понижаться.

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

$$|q_1| - |q_2| = |q_1|(T_1 - T_2)/T_1. \qquad (а)$$

Удельная работа любого цикла может быть определена по формуле

$$|l_0| = |q_1| - |q_2|. \qquad (б)$$

Подставляя в уравнение (б) значение $|q_1| - |q_2|$ из уравнения (а), получим, что в цикле Карно удельная работа

$$|l_0| = |q_1|(T_1 - T_2)/T_1. \qquad (в)$$

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,

$$|q_1| = x_1 r_1. \qquad (г)$$

Подставляя это значение $|q_1|$ в уравнение (в), получим расчетную формулу для нахождения удельной работы цикла Карно:

$$|l_0| = x_1 r_1 (T_1 - T_2)/T_1, \qquad (15.1)$$

где $|l_0|$ — абсолютное значение удельной работы цикла, выраженное в Дж/кг.

Если удельную работу $|l_0|$ выражать не в Дж/кг, а в кВт·ч/кг, то, используя соотношение 1 кВт·ч = $3{,}6 \cdot 10^6$ Дж, получим формулу

$$|l_0'| = |l_0|/(3{,}6 \cdot 10^6) = \frac{x_1 r_1 (T_1 - T_2)}{3{,}6 \cdot 10^6 T_1}, \qquad (15.2)$$

где $|l_0'|$ — абсолютное значение удельной работы цикла, выраженное в кВт·ч/кг.

Удельный расход пара — величина, обратная удельной работе:

$$d_0 = 1/|l_0|; \qquad (15.3)$$

$$d_0' = 1/|l_0'|, \qquad (15.4)$$

где d_0 и d_0' — удельный расход пара, выраженный соответственно в кг/Дж и кг/(кВт·ч).

Из уравнений (15.1), (15.2), (15.3) и (15.4) 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:

$$|l_0| = r\,(T_1 - T_2)/T_1; \qquad (15.5)$$

$$|l_0| = r_1\,(T_1 - T_2)/(3{,}6 \cdot 10^6\, T_1). \qquad (15.6)$$

Пример 15.1. Водяной пар совершает цикл Карно. Найти термический к.п. д. цикла, удельную работу и удельный расход пара, если начальное давление пара $p_1 = 2$ МПа, а конечное (в конце расширения) $p_2 = 0{,}02$ МПа; паросодержание пара при поступлении его в паровой двигатель $x_1 = 1$.

Р е ш е н и е. 1. Вычислим η_t. Для этого, пользуясь приложением 5, находим

$$T_1 = 273{,}15 + t_{1,s} = (273{,}15 + 212{,}37)\text{K} = 485{,}52 \text{ K};$$

$$T_2 = 273{,}15 + t_{2,s} = (273{,}15 + 60{,}08)\text{K} = 333{,}23 \text{ K}.$$

Определяем

$$\eta_t = 1 - T_2/T_1 = 1 - 333{,}23/485{,}52 = 0{,}313\ (31{,}3\%).$$

2. Удельная работа $|l_0| = r_1\eta_t$.

По прилож. 5 находим, что при $p_1 = 2$ МПа, $r = 1891$ кДж/кг; $|l_0| = 1891 \cdot 10^3 \cdot 0{,}313$ Дж/кг $= 592 \cdot 10^3$ Дж/кг $= 592$ кДж/кг.

3. Удельный расход пара

$$d_0 = 1/|l_0| = 1/(592 \cdot 10^3) \text{ кг/Дж} = 1{,}69 \cdot 10^{-6} \text{ кг/Дж}.$$

Задачи

15.1. Сухой насыщенный пар давлением 1 МПа должен совершать цикл Карно в идеальной паросиловой установке. Найти удельную работу пара в цикле и термический к. п. д., если давление в конденсаторе 10 кПа.

Ответ: $|l_0| = 558$ кДж/кг; $\eta_t = 29{,}6\%$.

15.2. Найти термический к. п. д. 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. 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 затраты значительной энергии,

представляет большие эксплуатационные неудобства. К ним относится и невозможность использования перегретого пара с температурой более высокой, чем температура влажного пара в цикле.

Эти и другие недостатки, о которых говорилось выше, поставили перед учеными и инженерами задачу найти такой цикл паросиловой установки, который был бы свободен от недостатков цикла Карно.

Первым, кто решил эту задачу, был шотландский ученый и инженер *У. Ренкин*, именем которого и был назван идеальный цикл паросиловой установки. В цикле Ренкина предусматривается полная конденсация пара в конденсаторе. На *pv*-диаграмме, показанной на рис. 15.5, видно, что этот цикл состоит из изобары *0-1* подвода теплоты в теплоотдатчике, адиабаты *1-2* расширения пара в паровом двигателе, изобары *2-3* отвода теплоты в теплоприемнике и изохоры *3-0* повышения давления в питательном насосе (см. рис. 15.1). В точке *0* — точке начала подвода теплоты — температура воды примерно такая же, как и в насосе в начале повышения давления, т. е. равна $t_{з.н}$. В теплоотдатчике (котельном агрегате) происходит процесс подвода теплоты при постоянном давлении p_1, причем участок *0-4* относится к процессу повышения температуры жидкости от температуры $t_{з.н}$ до $t_{з.к}$ — температуры кипения при давлении p_1. Дальнейший же процесс подвода теплоты, изображаемый линией *4-1'-1*, является процессом превращения кипящей жидкости в сухой насыщенный, а затем в перегретый пар. Следовательно, участок *4-1'* линии *4-1* является одновременно изобарой и изотермой, а участок *1'-1* — только изобарой, в конце которой, т. е. в точке *1*, температура $t_1 \geqslant t_{з.к}$. Процесс *1'-1* протекает в пароперегревателе, на выходе из которого пар с параметрами p_1, t_1, h_1 (точка *1*) поступает в паровой двигатель, где расширяется по адиабате *1-2* до давления p_2. Из парового двигателя пар поступает в теплоприемник — конденсатор (точка *2*), там он полностью конденсируется (паросодержание $x_2 = 0$), этот процесс изоб-

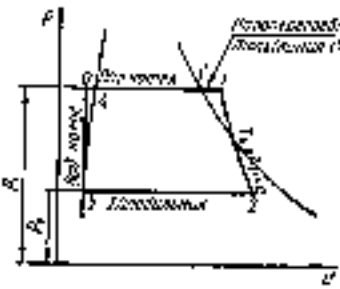


Рис. 15.5. *pv*-диаграмма цикла Ренкина

ражен изобарой *2-3*, затем конденсат направляется в питательный насос, в котором давление повышается до p_1 (изохора *3-0*), и при этом давлении нагнетается в паровой котел.

Так как удельный объем воды сравнительно очень мал ($\approx 0{,}001$ м³/кг), 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 одинаковые.

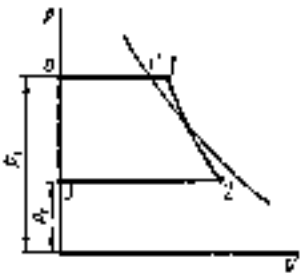


Рис. 15.6. Обычный способ изображения цикла Ренкина в осях $p - v$

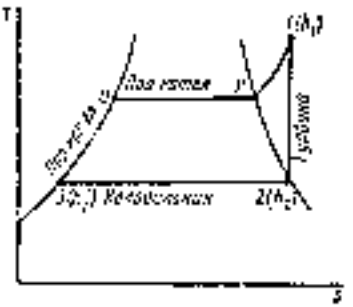


Рис. 15.7. *Ts*-диаграмма цикла Ренкина

По своим размерам питательный насос значительно меньше компрессора и применение цикла Ренкина вместо цикла Карно в паросиловой установке делает ее значительно компактнее. Кроме того, мощность насоса, повышающего давление жидкости, во много раз меньше мощности компрессора, повышающего давление смеси пара и жидкости, удельный объем которой при конечном давлении p_2 во много раз больше удельного объема жидкости.

Все 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 к.п.д. которого является максимально возможным в том же интервале температур.

Определим удельную работу пара в цикле Ренкина. Графически на *pv*-диаграмме, показанной на рис. 15.6, она изображается пл. *0123*, которая представляет собой удельную ра-

бо́ту изменения давления в цикле по адиабате расширения 1-2:

$$w_{1,2} - (h_1 - h_2)_{ад} = h_{1t}, \qquad (15.7)$$

где h_1 и h_2 — удельные энтальпии пара соответственно при входе в паровой двигатель и при выходе из двигателя (рис. 15.7); h_t — адиабатный перепад удельной энтальпии.

В уравнении (15.7) 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 $p_1 = 5{,}0$ МПа и $t_1 = 400°C$ адиабатно расширяется до давления $p_2 = 5$ кПа, то работа, затрачиваемая в питательном насосе, составляет только 0,4 % от работы парового двигателя.

Таким образом, удельная работа цикла Ренкина может быть подсчитана по формуле

$$\boxed{|l_0| = h_t = (h_1 - h_2)_{ад}.} \qquad (15.8)$$

Термический к.п.д. цикла Ренкина определим по общей формуле

$$\eta_t = (|q_1| - |q_2|)/|q_1| = |l_0|/|q_1|, \qquad (a)$$

где $|q_1|$ — удельная теплота, подводимая по изобаре в теплоотдатчике (котлоагрегате) и определяемая по формуле $|q_1| = h_1 - h_2'$. Здесь h_2' — удельная энтальпия жидкости на входе ее в котлоагрегат (рис. 15.7).

После подстановки значений q_1 и h_2' в уравнение (а) получим

$$\eta_t = h_t/(h_1 - h_2'). \qquad (15.9)$$

Удельные расходы пара в цикле Ренкина d_0 и d_0' могут быть подсчитаны по формулам (15.3) и (15.4).

Пример 15.2. Найти удельный расход водяного пара и термический к. п. д. 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 к. п. д. необходимо предварительно установить адиабатный перепад удельной энтальпии h_t. Для этого находим на hs-диаграмме для водяного пара (рис. 15.8) точку 1 на пересечении изобары $p_1 = 1{,}5$ МПа и линии постоянного паросодержания $x_1 = 0{,}9$. Для этой точки находим значение $h_1 = 2660$ 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 $h_2 = 1980$ кДж/кг. Находим, что $h_t = (h_1 - h_2)_{ад} =$

$\approx (2800 - 1980)$ кДж/кг $= 820$ кДж/кг. Следовательно, $|l_0| = |q_1| - |q_2| = 820$ кДж/кг,

$$|l_0'| = |l_0|/(3{,}6 \cdot 10^3) = 820 \cdot 10^3/(3{,}6 \cdot 10^3) \text{ кВт} \cdot \text{ч/кг} = 0{,}172 \text{ кВт} \cdot \text{ч/кг}.$$

2. По уравнению (15.3) находим удельный расход пара

$$d_0' = 1/|l_0'| = 1/(820 \cdot 10^3) = 1{,}6 \cdot 10^{-3} \text{ кг/Дж}.$$

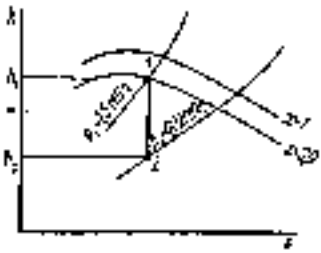


Рис. 15.8. К примеру 15.2

По уравнению (15.4) находим удельный расход

$$d_0' = 1/|l_0'| = 1/0{,}172 = 5{,}8 \text{ кг/(кВт} \cdot \text{ч)}.$$

Для вычисления значения η_t предварительно найдем в приложении 5 удельную энтальпию воды h_2' при $p_2 = 0{,}02$ МПа и температуре кипения $t_{2,s}$: $h_2' = 251{,}4$ кДж/кг. Получаем

$$\eta_t = l_0/(h_1 - h_2') = 820/(2600 - 251{,}4) = 0{,}264 \ (26{,}4\%).$$

Пример 15.3. Определить для условий примера 15.2 термический к. п. д. цикла Карно.

Р е ш е н и е. В приложении 5 находим, интерполируя, что $t_1 = 196{,}2$ °С или $T_1 = 471{,}3$ К и $t_2 = 60{,}08$ °С или $T_2 = 333{,}2$ К. Поэтому

$$\eta_t = 1 - T_2/T_1 = 1 - 333{,}2/471{,}3 = 0{,}293 \ (29{,}3\%).$$

Задачи

15.3. Найти термический к. п. д. и расход пара на 1 кВт · ч паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина, при параметрах: $p_1 = 2$ МПа, $t_1 = 380°$ С, $p_2 = 8$ кПа.

Ответ: $\eta_t = 33\%$; $d_0' = 1{,}86$ кг/(кВт · ч).

15.4. Паросиловая установка работает по циклу Ренкина при следующих условиях: $p_1 = 1{,}0$ МПа, $t_1 = 320$ °С, $p_2 = 0{,}12$ МПа. Найти термический к. п. д. установки и удельную полезную работу.

Ответ: $\eta_t = 19{,}6\%$; $|l_0| = 524$ кДж/кг.

15.5. Паросиловая установка работает по циклу Ренкина с массовым расходом пара 2500 кг/ч. Пар поступает в машину сухим насыщенным давлением 2 МПа и расширяется адиабатно до давления 20 кПа. Найти термический к. п. д. установки, расход пара на 1 кВт · ч и мощность машины.

Ответ: $\eta_t = 29\%$; $d_0' = 2{,}6$ кг/кВт · ч; $P = 515$ кВт.

15.6. Найти термический к. п. д. и мощность паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина, при следующих условиях:

давление пара при впуске 1,5 МПа и температура 300° С, давление пара при выпуске 10 кПа, расход пара 940 кг/ч.

Ответ: $\eta_t = 0{,}297$; $P = 221$ кВт.

15.7. Паротурбинная установка мощностью 100 МВт работает при следующих условиях: $p_1 = 9$ МПа, $t_1 = 480$ ° С, $p_2 = 4$ кПа. Найти термический к. п. д. цикла Ренкина при данных параметрах.

Ответ: 42,2%.

§ 15.4. Пути повышения экономичности цикла Ренкина

Перегрев пара. Рассмотрим цикл Ренкина для перегретого пара на *Ts*-диаграмме (рис. 15.9). Процессы подогрева воды в паровом котле от $t_{2'}$ до $t_{1'}$ (линия *3-O*), превращения кипящей воды в сухой насыщенный пар (линия *O-1'*) и, наконец, процесс перегрева пара (линия *1'-1*) протекают по изобаре ($p_1 = \text{const}$), причем вид изобары перегретого пара на *Ts*-диаграмме указывает на то, что температура его 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*, причем при большом перегреве пар в конце расширения может быть еще перегретым (как показано на рисунке). Линия *2-a-3* — процесс отвода теплоты в конденсатор.

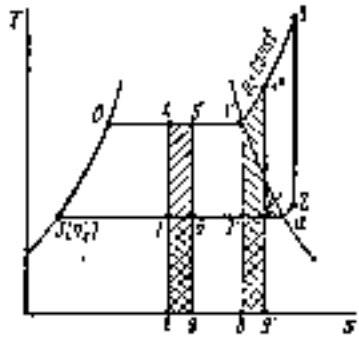


Рис. 15.9. Перегрев пара повышает экономичность цикла Ренкина

Исследуя *Ts*-диаграмму цикла Ренкина, видим, что если в области насыщения отдается теплота, измеряемая, например, пл. *6789*, то в полезную работу превратится теплота, измеряемая пл. *4567*. В области же перегретого пара при таком же количестве отведенной теплоты (пл. *6'7'8'9'*-пл. *6789*) 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 к.п.д., т. е. уменьшает удельный расход пара и, следовательно, увеличивает удельную работу цикла. Значения удельных энтальпий h_2', h_1 и h_1', входящих

в уравнения (15.4), (15.5) и (15.6), относятся соответственно к точкам 3, 1 и 2 на рис. 15.7.

Чем выше начальная температура пара, поступающего в паровой двигатель, тем экономичнее становится цикл. Максимальное значение этой температуры в настоящее время достигает 550—600 °С. Перегрев пара не намного увеличивает экономичность цикла, как это видно из приведенного ниже примера 15.4, и внедрение в теплотехнику перегретых паров объясняется их свойствами, указанными ранее. В практических условиях большое значение имеет свойство перегретого пара не конденсироваться при понижении его температуры.

Повышение начального давления пара. Если проследить развитие паросиловых установок за двухсотлетний период их существования, то можно заметить, что это развитие связано с неуклонным повышением давления водяного пара, вырабатываемого в паровых котельных установках. Если 100 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 в последние 15—25 лет. В настоящее время в СССР некоторые котельные установки вырабатывают водяной пар давлением 10,0—13,0 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 неизменными конечное давление p_2, а также паросодержание x_1 влажного пара или температуру t_1 перегретого пара, то удельная работа l_0 цикла тоже увеличивается. Графически это доказывается увеличением площади цикла на pv-диаграмме (рис. 15.10).

2. С увеличением начального давления в цикле удельный расход пара уменьшается. Действительно, для цикла Ренкина $d_0' = 3{,}6 \cdot 10^6/h_i$, где h_i — адиабатный перепад удельной энтальпии.

Очевидно, что чем больше адиабатный перепад удельной энтальпии h_i, тем меньше удельный расход пара d_0', а перепад h_i тем больше, чем выше начальное давление пара (при постоянном значении конечного давления). Все это наглядно показано на рис. 15.11, где перепады h_i для трех различных давлений показаны отрезками $1''\text{-}2''$, $1'\text{-}2'$ и $1\text{-}2$, причем большему начальному давлению p_1'' соответствует и боль-

ший отрезок $1''$-$2''$, а значит, и больший адиабатный перепад удельной энтальпии h_t.

Таким образом, выясняется, что с увеличением начального давления (при постоянном значении конечного давления) увеличиваются удельная работа цикла и адиабатный перепад удельной энтальпии, а следовательно, и термический к.п.д., как это следует из уравнений (15.8) и (15.9).

Особенно большое значение имеет применение пара высокого давления в паросиловых установках, что объясняется особыми свойствами такого пара, а именно:

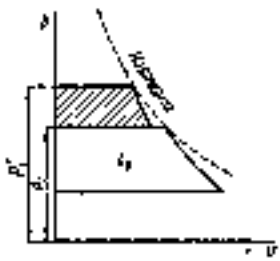


Рис. 15.10. Увеличение удельной работы цикла при повышении начального давления пара в цикле Ренкина

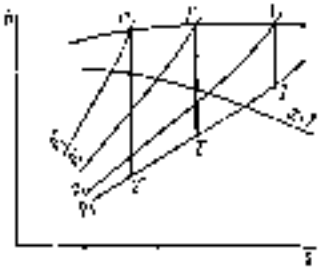


Рис. 15.11. Увеличение адиабатного перепада теплоты h_t при повышении начального давления пара в цикле Ренкина

1. Удельная энтальпия пара высокого давления меньше, чем удельная энтальпия пара низкого давления (см. § 12.1), 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 паровой котел может быть тем меньше по своим размерам, чем выше давление получаемого пара. Это относится, главным образом, к парам высокого давления, для которых удельная теплота парообразования уменьшается с увеличением давления.

2. Рассмотренное выше увеличение адиабатного перепада h_t особенно заметно при переходе в область высоких

давлений, в чем легко убедиться по hs-диаграмме для водяного пара. При переходе в эту область существенно повышается термический к.п.д. и уменьшается удельный расход пара.

3. Из таблиц параметров сухого насыщенного пара видно, что удельный объем пара высокого давления значительно меньше, чем низкого давления. Например, при повышении давления от 1,0 до 10,0 МПа удельный объем пара уменьшается почти в 11 раз, а так как при переходе к парам высокого давления уменьшается не только удельный объем пара, но и удельный расход его d_0, то в общем это приводит к весьма значительному уменьшению объемного расхода пара. В результате резко уменьшаются 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 h_1 (точка 1 на hs-диаграмме, показанной на рис. 15.12). При расширении до p_2 адиабатный перепад изобразится отрезком 1-2. Если же расширение продолжить до $p_2' < p_2$, то перепад h_t увеличится, а с его увеличением, как это уже было выяснено, увеличится l_0, уменьшится d_0, т. е. возрастет η_t (цикл становится экономичнее).

Увеличение удельной работы цикла l_0 при уменьшении противодавления наглядно показано на pv-диаграмме (рис. 15.13), где выигрыш в удельной работе цикла при понижении давления от p_2 до p_2', т. е. при увеличении вакуума в конденсаторе, показан заштрихованной площадкой.

В современных паросиловых установках конечное давление доводят до 6—4 кПа, т. е. вакуум в конденсаторе доводят до 94—96% (более низкие значения конечного давления требуют значительного увеличения размеров конденсаторов и их усложнения). Кроме того, при уменьшении давления в конденсаторах от p_2 до p_2' увеличивается конечная влажность пара на выходе из парового двигателя (на рис. 15.12 видно, что $x_2 < x_1$).

Пример 15.4. Пояснить изменение термического к. п. д. идеального парового двигателя, работающего по циклу Ренкина, при переводе его на работу с сухого насыщенного на перегретый пар с температурой $t_1 = 400$ °С. В обоих случаях $p_1 = 2{,}0$ МПа и $p_2 = 0{,}01$ МПа.

Р е ш е н и е. 1. Вычисляем сначала термический к. п. д. при работе парового двигателя на сухом насыщенном паре:

$$\eta_{t,1} = h_t/(h_1 - h_2').$$

На hs-диаграмме для водяного пара находим для $p_1 = 2{,}0$ МПа и $x_1 = 1$ начальную удельную энтальпию $h_1 = 2800$ кДж/кг $= 2{,}80 \cdot 10^3$ Дж/кг. Проводим из начальной точки вертикальную линию до пересечения с изобарой $p_2 = 0{,}01$ МПа (10 кПа) и в точке пересечения находим $h_2 = 2000$ кДж/кг $= 2{,}00 \cdot 10^3$ Дж/кг. Из приложения 5 находим, что при давлении p_2 удельная энтальпия кипящей воды $h_2' = 191{,}9$ кДж/кг $= 191{,}9 \cdot 10^3$ Дж/кг, а $h_t = (h_1 - h_2)_{hs} = (2{,}80 - 2{,}00)10^3$ Дж/кг $= 0{,}80$ МДж/кг.

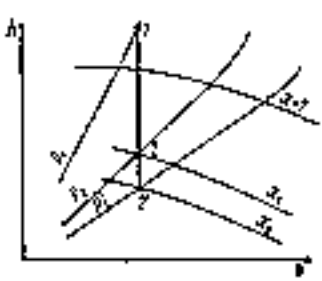


Рис. 15.12. Увеличение адиабатного перепада теплоты h_t при понижении противодавления пара в цикле Ренкина

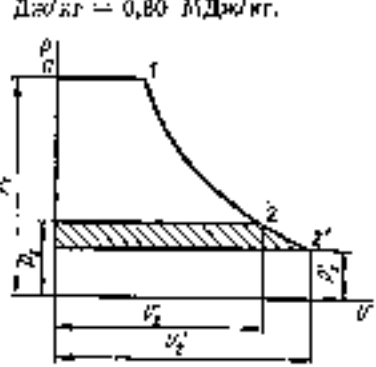


Рис. 15.13. Увеличение удельной работы при понижении противодавления пара в цикле Ренкина

Подставляя найденные значения удельных энтальпий в уравнение для $\eta_{t,1}$, получим

$$\eta_{t,1} = 0{,}80 \cdot 10^3/[(2{,}80 - 0{,}1919) \cdot 10^3] = 0{,}307\ (30{,}7\%).$$

2. Таким же способом находим значение η_t при $p_1 = 2{,}0$ МПа, $t_1 = 400°$ С и $p_2 = 0{,}01$ МПа:

$$h_t = (3{,}245 - 2{,}955)10^3\ \text{Дж/кг} = 0{,}290\ \text{МДж/кг};$$

$$\eta_{t,2} = 0{,}290 \cdot 10^3/[(3{,}245 - 0{,}1919)10^3] = 324\ \ (32{,}4\%).$$

Относительное изменение термического к. п. д.

$$(\eta_{t,2} - \eta_{t,1})/\eta_{t,1} = (0{,}324 - 0{,}307)/0{,}307 = 0{,}055 \text{ или } 5{,}5\ \%.$$

Таким образом, в данном случае в результате применения перегрева пара относительная экономичность цикла увеличилась на 5,5%.

Пример 15.5. 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 $t_1 = 400$ °С, а $p_2 = 500$ Па.

Р е ш е н и е. Пользуясь hs-диаграммой для водяного пара, находим h_1, h_2, а пользуясь приложением 6, — h_2'.

1. $p_2 = 1{,}2$ МПа,

$$\eta_{t,\,t} = h_1/(h_1 - h_2') = 0{,}915 \cdot 10^3/(3{,}170 \cdot 10^3) = 0{,}289\ (28{,}9\ \%).$$

$$d_{0,\,1}' = 3{,}6 \cdot 10^3/(0{,}915 \cdot 10^3)\ \text{кг/(кВт·ч)} = 3{,}93\ \text{кг/(кВт·ч)}.$$

2. $p_2 = 4$ МПа,

$$\eta_{t,\,2} = h_1/(h_1 - h_2') = 1{,}053 \cdot 10^3/(3{,}158 \cdot 10^3) = 0{,}337\ (33{,}7\ \%);$$

$$d_{0,\,2}' = 3{,}6 \cdot 10^3/h_t = 3{,}6 \cdot 10^3/(1{,}053 \cdot 10^3)\ \text{кг/(кВт·ч)} = 3{,}38\ \text{кг/(кВт·ч)}.$$

Относительное увеличение термического к. п. д.

$$(\eta_{t,\,2} - \eta_{t,\,1})/\eta_{t,\,1} = (33{,}7 - 28{,}9)/28{,}9 = 0{,}165\ \text{ или }\ 16{,}6\ \%.$$

Относительное уменьшение удельного расхода пара

$$(d_{0,\,1}' - d_{0,\,2}')/d_{0,\,1}' = (3{,}93 - 3{,}38)/3{,}93 = 0{,}140,\ \text{или}\ 14{,}0\ \%.$$

Задачи

15.8. Сравнить термический к. п. д. 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 с содержанием 0,9, в другом — сухой насыщенный и в третьем — перегретый при температуре 300 °С.

Ответ: 1) 0,273; 2) 0,260; 3) 0,265.

15.9. Паросиловая установка работает по циклу Ренкина сухим насыщенным паром в пределах давлений $p_1 = 1{,}0$ МПа и $p_2 = 0{,}12$ МПа. Для повышения экономичности установки был введен перегрев пара до 320 °С с сохранением прежних значений давлений p_1 и p_2. Сравнить термический к. п. д. установки в том и в другом случаях.

Ответ: $\eta_{t,\,1} = 18{,}6\%$ и $\eta_{t,\,2} = 19{,}6\%$.

15.10. Паросиловая установка работает по циклу Ренкина. Дано: $p_1 = 1{,}0$ МПа; $t_1 = 320$ °С; $p_2 = 0{,}1$ МПа. Найти термический к. п. д. установки и сравнить его с к. п. д. установки, работающей при более высоком давлении $p_1 = 1{,}8$ МПа, но при тех же значениях t_1 и p_2.

Ответ: $\eta_{t,\,1} = 18\%$; $\eta_{t,\,2} = 21{,}4\%$.

15.11. Построить кривую термических к. п. д. 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 $t_1 = 400$ °С).

15.12. Построить кривую термического к. п. д. цикла Ренкина в зависимости от конечных давлений, если начальные давление и температура остаются постоянными ($p_1 = 2$ МПа и $t_1 = 360$ °С), 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, $t_1 = 350$ °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: $x_2 = 0{,}88$; $t_2 = 75{,}4$ °С; $v_2 = 3{,}61$ м³/кг.

Относительная экономия пара составляет 19,2%.

§ 15.5. Усложненные циклы паросиловых установок

В предыдущей главе было выяснено, что повышать термический к. п. д. цикла Ренкина можно, увеличивая начальные параметры пара (давление и температуру) и понижая давление в конденсаторе. Повысить эффективность работы паросиловой (паротурбинной) установки можно также и путем замены цикла Ренкина другими, усложненными циклами, о которых и говорится ниже.

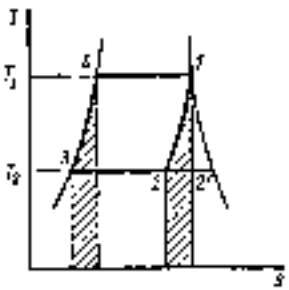


Рис. 15.14 *Ts*-диаграмма регенеративного цикла паротурбинной установки

Регенеративный цикл. В § 8.11 были рассмотрены общие свойства таких циклов. Посмотрим теперь, как должен теоретически протекать регенеративный цикл в паротурбинной установке. Обратимся для этого к рис. 15.14, на котором показана *Ts*-диаграмма идеального регенеративного цикла паротурбинной установки.

На диаграмме точка *3* определяет состояние воды (при температуре T_2), поступающей в регенератор-теплообменник. Здесь она подогревается до температуры T_1 за счет теплоты $q_р$, отбираемой в процессе расширения *1-2*. Подогретая таким образом вода поступает в котельный агрегат (точка *4*), где продукты сгорания топлива сообщают ей теплоту q_1. Этот процесс показан на диаграмме линией *4-1*, являющейся изотермой—изобарой. В точке *1* пар становится сухим насыщенным. Начиная от этой точки и до точки *2*, т. е. в процессе политропного расширения, часть теплоты превращается в полезную работу, а другая часть в виде теплоты $q_р$ расходуется на подогрев воды в процессе *3-4*. Процесс расширения *1-2* должен быть организован так, чтобы политропа *1-2* была бы на всем своем протяжении эквидистантной (т. е. равноудаленной) по отношению к линии *3-4*.

Только при этом условии заштрихованные на рисунке площади будут одинаковыми, а термический к. п. д. регенеративного цикла равен термическому к. п. д. цикла Карно, протекающему в тех же температурных границах $T_1 - T_2$. Для этого необходимо также, чтобы отбор теплоты q_0 происходил на всем протяжении линии 1-2. Но такой непрерывный отбор в реальных условиях трудно выполнить. Практически регенеративный цикл может быть осуществлен в изменённом, упрощенном виде применением промежуточного отбора пара из турбины. При этом только часть пара, посту-

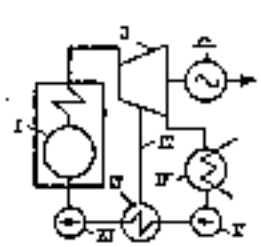


Рис. 15.15. Схема паросиловой установки с промежуточным отбором пара

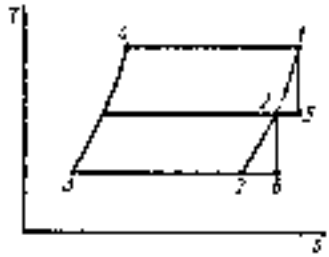


Рис. 15.16. Процесс регенеративного подогрева воды, поступающей в паровой котел, путем промежуточного отбора пара в осях $T - s$

пающего в турбину, расширяется в ней до конечного давления p_2. Остальная часть пара расширяется до некоторого промежуточного давления $p_{от}$ ($p_1 \geq p_{от} \geq p_2$), в таком состоянии отводится из парового двигателя и используется для подогрева воды, поступающей в паровой котел.

Схема установки, работающей по такому циклу, изображена на рис. 15.15. Пар из котельной установки *I* поступает в турбину *II* (точка *1* на рис. 15.16) и расширяется адиабатно (до точки 5). После этого часть пара отбирается и по трубе *III* направляется в подогреватель питательной воды *VI*. Оставшийся после отбора пар в турбине расширяется до давления в конденсаторе *IV*, в который он и направляется. Здесь пар конденсируется (линия 6-2 рис. 15.16). Конденсат откачивается из конденсатора насосом *V* и поступает в подогреватель *VI*, в котором он подогревается паром, отбираемым из турбины. Нагреваемая вода нагнетается насосом *VII* в паровой котел, где снова превращается в пар (линии *3-4* и *4-1* на рис. 15.16).

В такой установке линия процесса расширения *1-2* (см. рис. 15.16) заменяется ступенчатой линией *1-5-2'-6-2*, благодаря чему процесс *1-5-2'-6-3-4* не становится равноценным циклу Карно, но все же приближается к нему больше, чем обычный цикл Ренкина.

Чем больше ступеней имеется на линии расширения, тем она по своему виду больше приближается к плавной линии *1-2*, а значит, и термический к. п. д. такого цикла приближается к термическому к. п. д. цикла Карно. Практически в паротурбинных установках число отборов доходит до трех.

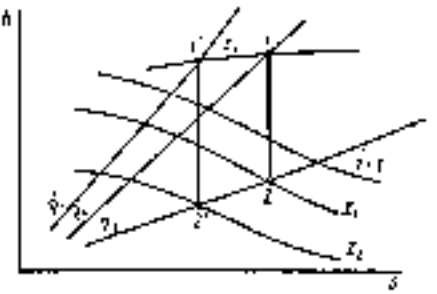


Рис. 15.17. К объяснению, почему с повышением начального давления перегретого пара он при расширении быстрее становится влажным насыщенным

Применение регенеративного подогрева воды даст возможность повысить термический к. п. д. паросиловой установки на 4—6%, а иногда и больше.

Цикл с промежуточным перегревом пара. Выше отмечались положительные свойства пара с высоким начальным давлением, однако он имеет и серьезный недостаток, который заключается в том, что при расширении такой пар увлажняется сильнее, в чем легко убедиться, если обратиться к рис. 15.17. При начальном давлении p_1, температуре t_1 и конечном давлении p_2 адиабатный перепад удельной энтальпии характеризуется отрезком *1-2*, при этом паросодержание оказывается равным x_1. Если же начальное давление повысить до p_1', сохранив прежние значения t_1 и p_2, то паросодержание x_2 оказывается меньше, чем x_1. Это крайне нежелательно, в особенности в паротурбинных установках, где капли воды, содержащиеся в паре, усиливают износ турбинных лопаток, что становится особенно заметным при понижении паросодержания ниже 0,87—0,9.

Бороться с этим явлением можно двумя способами: либо повышением начальной температуры пара, либо введением промежуточного перегрева его. Современные металлы, применяемые в машиностроении, могут удовлетворительно работать длительное время при температурах, не

превышающих 600° С. Поэтому первый из этих способов практически не перспективен. Второй способ представляет больший интерес. Сущность этого способа заключается в том, что весь процесс расширения пара в турбине разделяется на несколько ступеней (практически не больше трех), причем после расширения пара в каждой из ступеней (кроме последней) пар отводится для дополнительного, промежуточного перегрева и затем направляется в следующую ступень; hs-диаграмма процесса расширения с однократным

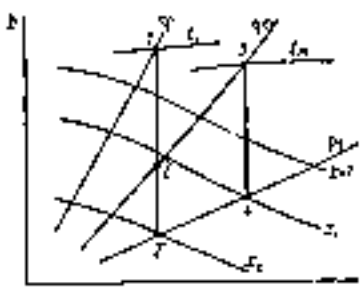


Рис. 15.18. Процесс промежуточного перегрева пара на hs-диаграмме

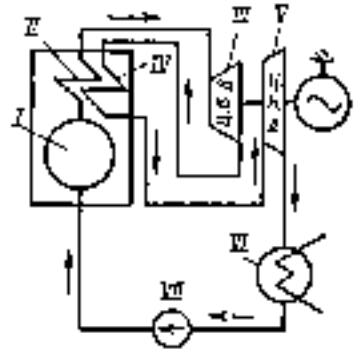


Рис. 15.19. Схема паротурбинной установки с промежуточным перегревом пара

промежуточным перегревом водяного пара приведена на рис. 15.18. Здесь точка *1* характеризует состояние пара, вступающего в первую ступень турбины, где он адиабатно расширяется до некоторого промежуточного давления $p_{пп}$ (точка *2* на диаграмме). Затем пар вторично перегревается до температуры $t_{пп}$ (линия *2-3*) и поступает во вторую ступень турбины (точка *3*), где и расширяется до конечного давления p_2 (точка *4*) при паросодержании x_1.

Если бы полное расширение пара от p_1 до p_2 происходило в одной ступени турбины, то в конце расширения (точка *2'*, рис. 15.18) паросодержание было бы x_2 ($x_2 < x_1$), т. е. пар был бы более влажным.

Схема паротурбинной установки с одним промежуточным перегревом водяного пара показана на рис. 15.19. Пар из парового котла *I* поступает в основной пароперегреватель *II*, а из него в первую ступень — цилиндр высокого давления *III* турбины (ц. в. д.). После расширения здесь до дав-

ления p_m пар направляется во вторичный пароперегреватель IV, а затем во вторую ступень — цилиндр низкого давления V турбины (ц. н. д.). На выходе из турбины пар поступает в конденсатор VI, где и конденсируется. Конденсат отсасывается питательным насосом VII и нагнетается в паровой котел.

Теплофикационный цикл. Удельная теплота $|q_2'|$, отводимая в прямом цикле в конденсатор, является явной потерей и притом значительной (в цикле Ренкина она составляет практически около 70% от всей подведенной удельной теплоты $|q_1|$). Поэтому представляется очень заманчивым использование этой теплоты, например, для целей теплофикации, т. е. для использования в технологических процессах (сушка, выпарка), для отопления зданий и т. п. Практически задача сводится к использованию теплоты охлаждающей воды, которая передается в конденсатор (удельная теплота $|q_2|$). Большим препятствием к такому использованию является относительно низкая температура охлаждающей воды (примерно 30 °С). Температура же воды, применяемой в отопительных установках, должна быть не ниже 100 °С, а это значит, что температура отработавшего пара должна быть несколько выше 100° С, а соответственно и конечное давление пара в паровом двигателе p_2 должно быть увеличено с 0,004—0,006 МПа до давления, превышающего атмосферное давление, т. е. должно быть примерно не менее 0,1—0,11 МПа. Такие установки называются *теплофикационными установками*, а циклы, по которым они работают, — *теплофикационными циклами*.

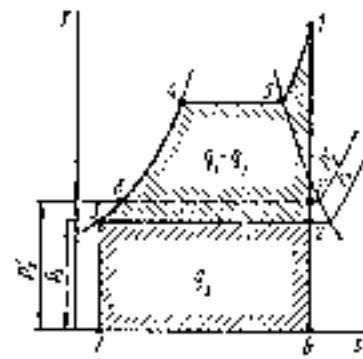


Рис. 15.20. Теплофикационный цикл на Ts-диаграмме

Рассмотрим Ts-диаграмму теплофикационного цикла (рис. 15.20). Если повысить давление отработавшего пара с p_2 до p_2', то отдача теплоты q_2 этим паром будет происходить не по линии *3-2*, а по линии *6-2'*. Следовательно, удельная работа l_0, которая может быть превращена, например, в электрическую энергию, уменьшится на пл. *3 6 2' 2*. Но удельное количество теплоты, передаваемой по теплофика-

бытовые нужды, возрастет на эту же площадь. Таким образом, суммарное использование теплоты для выработки электроэнергии и для теплофикации значительно возрастет.

Электростанции с таким комбинированным использованием теплоты называются *теплоэлектроцентралями* (ТЭЦ).

Преимущества теплофикационных установок по сравнению с обычными конденсационными настолько велики, что ТЭЦ получили большое распространение. В СССР общая мощность ТЭЦ достигла 30% мощности всех паросиловых установок. Это больше, чем в любой другой передовой в техническом отношении стране.

Недавно в СССР построена и вступила в строй действующих ТЭЦ с теплофикационными паровыми турбинами мощностью в одном агрегате 250 МВт (Т-250). В ней использованы новейшие научно-технические достижения в котло- и турбостроении. По ряду показателей, и прежде всего по экономичности, она превосходит все аналогичные зарубежные установки. По сравнению с теплофикационной турбиной мощностью 100 МВт один агрегат Т-250 дает ежегодную экономию топлива 60 тыс. т в пересчете на условное топливо. Создание такой машины вывело отечественную энергетику на первое место в мире по параметрам и единичной мощности среди турбин такого класса.

Б и н а р н ы й ц и к л. Интерес, проявляемый к бинарному циклу, объясняется тем, что этот цикл позволяет повысить термический к. п. д. паросиловой установки настолько, что он оказывается лишь немногим ниже термического к. п. д. цикла Карно, осуществляемого в одинаковых температурных границах с бинарным циклом.

Выясним сущность бинарного цикла и способ его осуществления.

Из формулы термического к. п. д. цикла Карно $\eta_t = 1 - T_2/T_1$ видно, что чем выше T_1 и ниже T_2, тем термический к. п. д. больше.

В практических условиях в паросиловых установках наивысшая температура водяного пара t_1 ограничивается свойствами материалов, применяемых в машиностроении, и, как уже отмечалось, в настоящее время не превышает 600 °С. Низшая температура цикла t_2 определяется температурой воды, конденсирующей отработавший пар, которую можно принять равной 15 °С. На Ts-диаграмме цикла Карно при таких значениях температур T_1 и T_2 имеет вид, показанный на рис. 15.21. Здесь пл. *1 2 3 4* соответствует теплоте, переведенной в полезную работу, а пл. *2563* — теп-

лоте, отданной конденсатору. Впишем в пл. *1234* диаграмму цикла Ренкина *1-2-3-7-8* (рис. 15.22). Как видим, при одинаковых высшей и низшей температурах и при одинаковом количестве теплоты, отданной в конденсатор, диаграмма цикла Ренкина далеко не полностью заполняет диаграмму цикла Карно.

Для увеличения заполняемости пл. *1234* надо поднимать линию *7-8*, т. е. повышать температуру насыщенного пара. Однако если рабочим телом является вода, то достигнуть высшей температурной границы, т. е. 600° С, невозможно,

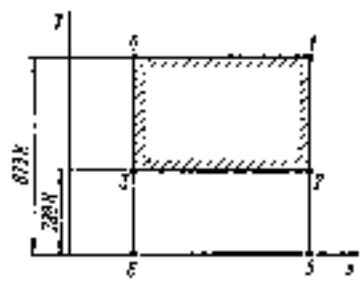


Рис. 15.21. *Ts*-диаграмма цикла Карно при $T_1=873$ К и $T_2=289$ К

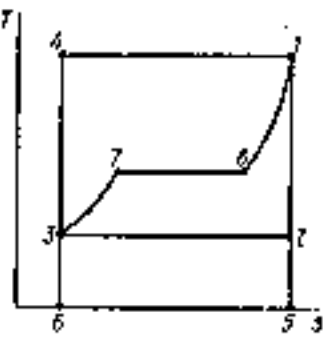


Рис. 15.22. Циклы Карно и Ренкина при одинаковых перепадах температур ($T_1=873$ К и $T_2=288$ К) в осях *T—s*

поскольку критическая температура воды 374,1° С. В практических условиях и эта температура недостижима из-за соответствующего высокого давления. Даже менее высоким температурам водяного пара, например 350° С, соответствует давление около 17,0 МПа.

Для того чтобы линию *7-8* можно было поднять до линии *4-1*, т. е. получить температуру кипения, равную 500—600° С, нужно в качестве рабочего тела применять не воду, а какую-нибудь другую жидкость, насыщенный пар которой можно получить при этих температурах, и давление, соответствующее этим температурам, было бы не очень высоким. В качестве такой жидкости может быть применена, например, ртуть, критическая температура которой 1400° С. При 515,5° С давление ртутного пара составляет примерно 1 МПа, а при 442,4° С — 0,1 МПа. Таким образом, ртуть полностью удовлетворяет условию получения высоких тем-

пературе в цикле при давлениях, легко достижимых в практических условиях. Однако при использовании этой жидкости нельзя получить низшей допустимой в этих условиях температуры цикла порядка 25—30° С, так как этой температуре соответствует весьма низкое давление, близкое к нулю. Если же ограничиться минимально возможными давлениями, которые еще могут быть получены в конденсаторе, т. е. 0,003—0,004 МПа (3—4 кПа), то температура ртутного пара будет 200 °С. Следовательно, и в этом случае нельзя полезно использовать весь перепад температур 500—25 °С.

Таким образом, ни вода, ни ртуть в отдельности не дают возможности осуществить цикл паросиловой установки в максимально допустимых пределах температур. В настоящее время вообще не известна жидкость, которая давала бы эту возможность, поэтому возникла мысль осуществлять цикл паросиловой установки с помощью двух жидкостей, из которых одна работала бы в области высоких, а другая — в области низких температур. Такие циклы называются *бинарными*. В качестве жидкостей в указанном цикле применяют ртуть и воду, первую — для области высоких, а вторую — для области низких температур цикла.

Принципиальная схема ртутно-водяной паросиловой установки, работающей по бинарному циклу, показана на рис. 15.23. Работает она следующим образом. В ртутном котле *I* вырабатывается насыщенный ртутный пар давлением 0,2—0,5 МПа при $t_1 = 400 \div 460°$ С, поступающий затем в турбину *II*. Отработав в этой турбине, ртутный пар направляется в ртутный конденсатор *III* при давлении 0,04—0,06 МПа, которому соответствует температура насыщения ртути 220—230° С. В конденсаторе происходит конденсация ртутного пара, и жидкая ртуть подается насосом *VII* в ртутный котел *I*.

Теплота отнимается от ртутного пара при его конденсации водой, проходящей через конденсатор *III*. Получая эту теплоту, вода превращается в насыщенный пар температурой 200—210° С при соответствующем давлении 1,6—2,0 МПа. Этот пар поступает затем в турбину *IV*, а из нее — в конденсатор *V*, в котором при температуре 27—30° С и соответствующем давлении 0,04—0,06 МПа конденсируется в воду, подаваемую затем водяным насосом *VI* снова в конденсатор *III*. Таким образом, в установке, работающей по бинарному циклу, имеются два параллельных пути для ртути и воды. На *Ts*-диаграмме бинарный цикл показан на рис. 15.24, 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 *I* (см. рис. 15.23), процесс *12-9* — в ртутной турбине *II*, а процесс *9-10* — в ртутном конденсаторе *III*. В этом же конденсаторе протекает процесс *3-7-8*. Процесс *8-2* осуществляется в турбине водяного пара *IV*, а процесс *2-3* — в водяном конденсаторе *V*.

Как видим, обе диаграммы *10-11-12-9* и *3-7-8-2* хорошо заполняют диаграмму цикла Карно *1-2-3-4*, совершаемого

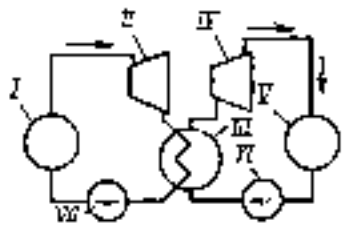


Рис. 15.23. Схема ртутно-водяной бинарной установки

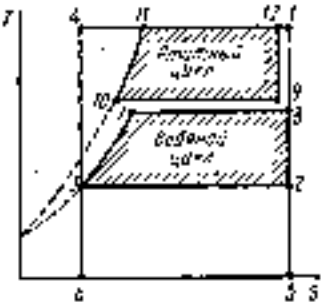


Рис. 15.24. *Ts*-диаграмма бинарного цикла (ртутно-водяного)

в одинаковых температурных пределах и при одинаковых количествах отданной в конденсаторе теплоты (пл. *2563*).

Благодаря хорошей заполняемости диаграммы *1-2-3-4* цикла Карно термический к. п. д. бинарного цикла значительно выше, чем к. п. д. цикла Ренкина, осуществляемого водяным паром, даже при более высоких значениях его параметров. Так, при начальных давлениях водяного пара $p_1 = 1{,}6$ МПа, температуре пара $t_1 = 450°$ С и давлении отработавшего пара $p_2 \sim 0{,}04$ МПа ($t_2 = 28{,}64°$ С) термический к. п. д. цикла Ренкина $\eta_t = 0{,}434$; для бинарного цикла, совершаемого в том же температурном интервале, $\eta_t = 0{,}53$, 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, ядовитость ртутного па-

ра. Следует, однако, отметить, что при тщательно выполненных соединениях можно избежать просачивания этого пара наружу. Область применения бинарных установок может быть достаточно широкой, что дает основание предполагать, что такие циклы перспективны.

§ 15.6. Парогазовый цикл

Этот 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 том, что газы, отработавшие в газовой турбине, не сразу отводятся в атмосферу, а направляются предварительно в специальное теплообменное устройство, в котором они подогревают питательную воду для котельного агрегата, и только после этого выводятся в атмосферу. Таким образом, за счет использования так называемой «отбросной» теплоты достигается экономия в расходе топлива по сравнению с отдельно работающей газовой турбиной такой же мощности на 10—15%.

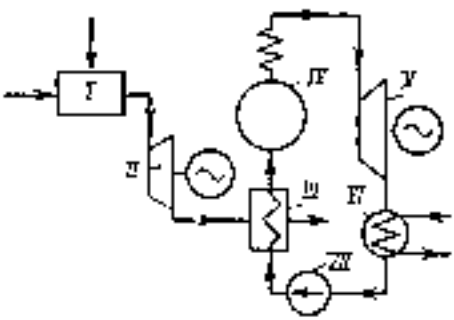


Рис. 15.25. Схема парогазовой установки

Схема парогазовой установки показана на рис. 15.25. Газотурбинная часть ее состоит из камеры сгорания *I*, в которую подается топливо и сжатый воздух. Продукты сгорания топлива при температуре 700—750° С направляются в газовую турбину *II*, а затем — в газоводяной подогреватель *III*, где нагревают питательную воду перед поступлением ее в котельный агрегат. По выходе из газоводяного подогревателя отработавшие газы отводятся в атмосферу.

Паротурбинная часть парогазовой установки состоит из котельного агрегата (парогенератора) *IV*, вырабатывающего перегретый пар для паровой турбины *V*. Отработавший в ней пар отводится в конденсатор *VI*, а образующийся конденсат подается в котельный агрегат питательными насосами *VII*, проходя при этом через подогреватель *III*.

Ts-диаграмма идеального цикла парогазовой установки приведена на рис. 15.26. На этом рисунке *a-c-z-5* — цикл газотурбинной установки, а *1-2-3-4-5* — цикл турбинной установки. Оба эти цикла обозначены на рисунке соответственно буквами *A* и *B*. В отдельности эти циклы были подробно описаны выше, поэтому здесь напомним только, что в цикле *A* теплота подводится по изобаре *c-z*, а отводится по изобаре *b-a*. В цикле *B* теплота подводится по изобаре *3-4-5-1*, а отводится по изобаре *2-3*.

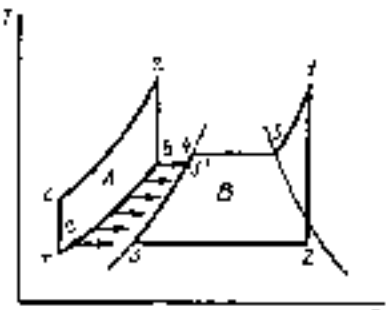


Рис. 15.26. *Ts*-диаграмма идеального парогазового цикла

В цикле *A* часть отводимой теплоты, изображаемая на диаграмме отрезком *be*, вводится в цикл *B* 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 *A*. Этим и достигается более высокая эффективность парогазовой установки по сравнению с отдельно работающей газотурбинной установкой.

§ 15.7. МГД-генератор. Цикл МГД-установки

В настоящее время главным источником получения электроэнергии в нашей стране являются паротурбинные электростанции, на долю которых приходится 80% всей вырабатываемой электроэнергии.

Современные паротурбинные установки достигли высокой степени совершенства, однако даже самые лучшие из них превращают в полезную работу только до 42% подводимой теплоты. Второе начало термодинамики указывает простой способ повышения эффективности циклов тепловых двигателей. Таким способом является повышение начальной температуры рабочего тела в цикле, т. е. температуры T_1. Однако реализация этого способа в паротурбинных установках наталкивается на непреодолимые трудности. Даже при существующих температурах свежего пара (550—600° С) в таких установках лопатки роторов турбин испытывают огромные тепловые и механические напряжения,

поэтому повышать эти температуры недопустимо. Таким образом, на трех основных частей паротурбинной установки: котельного агрегата, паровой турбины и электрогенератора, среднее звено — паровая турбина — оказалась тормозом, препятствующим 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.

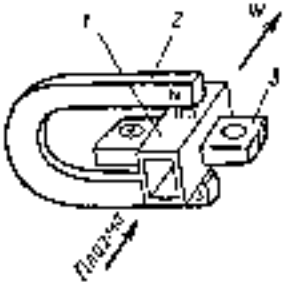


Рис. 15.27. Принцип работы МГД-генератора

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 электрогенератора). В МГД-генераторе в качестве проводника используется плазма, т. е. частично или полностью ионизованный газ, который при высокой температуре (порядка 2500—3000° С) становится проводником электрического тока. Принцип устройства такого генератора показан на рис. 15.27. Здесь собственно МГД-генератором является расширяющийся канал *1*, находящийся в магнитном поле, создаваемом магнитом 2. При движении по каналу раскаленного газа-плазмы со скоростью 500—1000 м/с в результате пересечения ею магнитосиловых 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 провод-

ником. Для полной ионизации газов нужна температура не ниже 10 000° С. Однако для энергетических целей полной ионизации не требуется. Так, воздух, который часто используется для получения плазмы, сильно ионизируется уже при температурах 5000—6000° С. Но в практических условиях и эта температура слишком высока. Поэтому для получения достаточно электропроводной плазмы воздух нагревается только до 2500—3000° С (такие температуры уже 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 МГД-генераторах.

Рассмотрим схему устройства регенеративной установки с таким МГД-генератором, показанную на рис. 15.28. Атмосферный воздух поступает в компрессор *I*, где сжимается до давления $p_1 = 300 \div 500$ кПа и направляется в воздухоподогреватель (регенеративный теплообменник) *II*. Здесь воздух нагревается до температуры (200—1500° С, после чего поступает в камеру сгорания *III*. В эту же камеру поступает топливо и кислород (для интенсификации процесса горения). В конце процесса горения, протекающего при постоянном давлении p_1, температура продуктов сгорания повышается до 2500—3000° С, после чего в них вводится присадка и они становятся плазмой, обладающей хорошей электрической проводимостью. В МГД-канале *IV* продукты сгорания адиабатно расширяются, производя электроэнергию. По выходе из канала, они, еще имея высокую температуру (2100—2300° С), направляются в регенеративный воздухоподогреватель *II*, в котором их температура понижается примерно до 1500—800° С.

Такие продукты сгорания используются далее в обычной теплосиловой установке: паротурбинной, газотурбинной или парогазовой.

На рис. 15.28 показана схема МГД-установки, в которой отработавшие в МГД-канале продукты сгорания используются еще в паротурбинной установке. Здесь они проходят сначала через парогенератор *V*, отдавая часть своей внутренней энергии воде, а по выходе из парогенератора отводятся в атмосферу при температуре 150—170° С.

Перегретый пар, полученный в парогенераторе, направляется в паровую турбину *VI*, соединенную с электрогенератором. Отработавший в турбине пар отводится в конденсатор *VII*, из которого конденсат забирается питательным насосом *VIII* и подается в парогенератор.

На рис. 15.29 изображена *Ts*-диаграмма рассмотренного МГД-генератора с регенерацией. Здесь *A* — цикл МГД-генератора, *B* — водяной цикл Ренкина. В цикле *A* линия

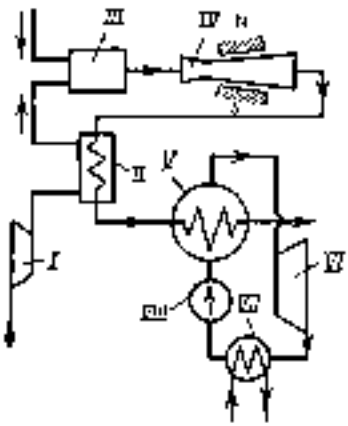


Рис. 15.28. Схема регенеративной установки с МГД-генератором

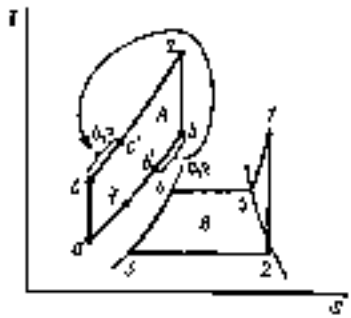


Рис. 15.29. *Ts*-диаграмма цикла регенеративной установки с МГД-генератором

ac — адиабата сжатия воздуха в компрессоре. Линия *cg* — изобарный подвод теплоты, причем на участке *cc'* теплота подводится к воздуху за счет отвода ее на участке *bb'* — изобары расширения. На участке *c'e* подводится теплота продуктов сгорания топлива, сжигаемого в камере сгорания. На этом участке происходит переход продуктов сгорания в плазменное состояние. Адиабата *ab* — процесс расширения в МГД-канале. Изобара *ba* — отвод теплоты: сначала на участке *bb'* — в регенеративный воздухоподогреватель, на участке *b'f* — в парогенератор *V* паротурбинной установки (см. рис. 15.28) и на участке *fa* — в атмосферу (теплота q_2).

В цикле *B* (ренкина) процесс *3-4-5-1* — подвод теплоты q_1, по адиабате *1-2* — процесс расширения (превращение

внутренней энергии пара в механическую энергию) и по изобаре 2-3 — отвод теплоты q_2 в конденсатор.

МГД-установки являются очень перспективными, что объясняется большими преимуществами их по сравнению с другими теплосиловыми установками. Основными из таких преимуществ являются следующие: отсутствие в МГД-генераторе движущихся частей, которые подвергались бы действию высоких температур (клапанов, лопаток роторов и др.), что, как уже было сказано выше, 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 к. п. д., который уже в первых МГД-установках оказался равным 50% с возможностью повышения в перспективе до 60%. В паротурбинных установках этот к. п. д. не превышает 42%, а даже самое незначительное на первый взгляд повышение эффективного к. п. д. дает ощутимые результаты; маневренность МГД-генераторов. Такой генератор может быть пущен в ход в течение нескольких секунд, что особенно важно в аварийных ситуациях и для снятия пиковых нагрузок.

Эти и другие достоинства МГД-установок настолько значительны, что в настоящее время во многих передовых в техническом отношении странах мира развернута большая научно-исследовательская работа в области плазменной энергетики. В Советском Союзе такая работа проводится уже в течение многих лет.

Контрольные вопросы

1. Почему в паросиловой установке, работающей по циклу Карно, необходимы паровой компрессор, а в установке, работающей по циклу Ренкина, — водяной насос?
2. От каких величин зависит в цикле Ренкина удельный расход пара и удельная работа?
3. Как показать на pv-диаграмме, что с понижением давления отработавшего пара при неизменном начальном давлении увеличивается удельная работа в цикле паросиловой установки?
4. Какие преимущества дает применение пара высокого давления в паросиловых установках?
5. Почему в одинаковых температурных пределах термический к. п. д. регенеративного цикла выше термического к. п. д. цикла Ренкина?
6. Почему в бинарных циклах термический к. п. д. может быть значительно выше, чем в циклах, в которых рабочим телом является водяной пар?

Глава 16

ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

§ 16.1. Обратный цикл Карно

Холодильные установки получили широкое распространение в народном хозяйстве. Они используются, например, при замораживании грунта в строительстве туннелей и каналов, в химической и газовой промышленности, при сжижении газов, кондиционировании воздуха, в пищевой промышленности, торговле. Все более широкое распространение они получают и в быту.

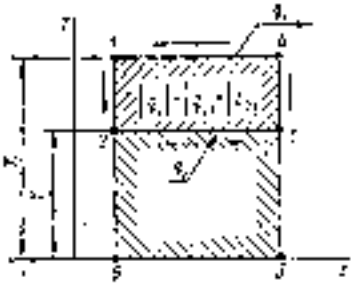


Рис. 16.1. *Ts*-диаграмма обратного цикла Карно

Холодильные установки работают по обратным циклам. Наиболее экономичным из них с термодинамической точки зрения является, как известно, обратный цикл Карно. Однако осуществить его в реальных условиях не представляется возможным, в общем, по тем же причинам, по которым не может быть реализован и прямой цикл Карно (громоздкость установки, необратимость процессов, протекающих в реальных условиях). Тем не менее обратный цикл Карно имеет в холодотехнике такое же большое значение, как и прямой цикл Карно в теплотехнике. В заданных температурных границах обратный цикл Карно является наиболее экономичным по сравнению со всеми другими циклами холодильных установок и может поэтому служить для них образцом для сравнения.

Ts-диаграмма обратного цикла Карно приведена на рис. 16.1. Он также, как и прямой цикл Карно, состоит из двух изотерм *2-3* и *4-1* и двух адиабат *1-2* и *3-4*, но в противоположность прямому циклу обратный цикл на диаграмме протекает против хода часовой стрелки.

Начнем рассмотрение этого цикла с точки *2*, в которой рабочее тело (хладоагент) имеет низшую температуру в цикле T_2. По нижней изотерме *2-3* происходит расширение хладоагента, сопровождаемое подводом к нему удельной

теплоты $|q_2|$ от охлаждаемого тела при постоянной температуре T_2.

В точке *3* подвод теплоты к хладоагенту прекращается и начинается адиабатное сжатие его с повышением температуры до высшей в цикле температуры T_1 (точка *4*).

По верхней изотерме *4-1* происходит сжатие хладоагента с отводом удельной теплоты $|q_1|$ в теплоотдатчик при постоянной температуре T_1. В точке *1* отвод теплоты прекращается и хладоагент адиабатно расширяется с понижением температуры от T_1 до T_2 (точка *2*), после чего цикл повторяется.

В результате совершения обратного цикла Карно к хладоагенту подводится удельная теплота $|q_2|$, графически определяемая пл. *2356*, и от хладоагента 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, подведенной от охлаждаемого тела, передается в теплоотдатчик:

$$|q_1| = |q_2| + |l_0|. \qquad (16.1)$$

В итоге совершения обратного цикла Карно произошел перенос теплоты с низшего температурного уровня T_2 на высший температурный уровень T_1.

Экономичность обратного цикла Карно оценивается холодильным к. п. д.

$$\varepsilon_t = |q_2|/|l_0| = |q_2|/(|q_1| - |q_2|) = T_2/(T_1 - T_2) \qquad (16.2)$$

или, поделив числитель и знаменатель правой части формулы (16.2) на T_2, получим

$$\varepsilon_t = 1/(T_1/T_2 - 1). \qquad (16.3)$$

Подсчитанный по этой формуле холодильный к. п. д. цикла Карно в заданном интервале температур имеет наивысшее значение. Поэтому, насколько к. п. д. других холодильных циклов в таких же температурных границах приближается к холодильному к. п. д. цикла Карно, можно судить о степени их термодинамического совершенства.

В зависимости от условий протекания холодильных циклов холодильные установки разделяют на три типа: компрессорные, пароэжекторные и абсорбционные.

Компрессорные холодильные установки в свою очередь делят на воздушные и паровые. В первых рабочим телом (хладоагентом) является воздух, а во вторых — пары жидкостей, имеющих низкие температуры кипения (0° С и ниже).

§ 16.2. Цикл воздушной компрессорной холодильной установки

Схема устройства воздушной компрессорной холодильной установки показана на рис. 16.2. Она состоит из холодильной камеры *1*, внутри которой по трубам, образующим испаритель, проходит охлажденный 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 тру-

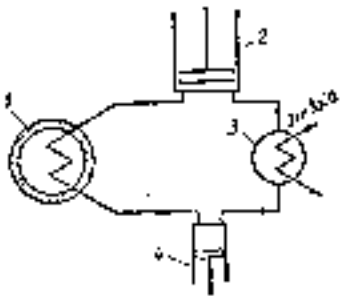


Рис. 16.2. Схема воздушной компрессорной холодильной установки

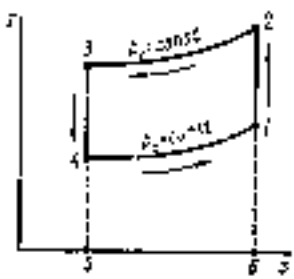


Рис. 16.3. *Ts*-диаграмма цикла воздушной компрессорной холодильной установки

бы с проточной охлаждающей водой. Соприкасаясь со стенками этих труб, воздух охлаждается и поступает в расширительный цилиндр (детандер) *4*, где адиабатно расширяется (с дальнейшим понижением температуры) до давления, при котором вступает в холодильную камеру, и затем цикл повторяется.

Ts-диаграмма цикла воздушной компрессорной холодильной установки показана на рис. 16.3. Здесь линия *4-1* — изобара расширения хладоагента (воздуха) в холодильной камере, адиабата *1-2* — процесс сжатия в компрессоре, изобара 2-3 — процесс отвода теплоты от воздуха в окружающую среду, протекающий в холодильнике, 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-хладоагенту, пл. *5326* — удельную теплоту $|q_1|$, передаваемую хладоагентом 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 редко и главным образом потому, что удельная теплоемкость воздуха очень мала. Следовательно, при использовании его в качестве хладоагента при одной и той же удельной работе потребуется воздуха значительно больше, чем других хладоагентов, используемых в паровых компрессорных установках. Большие объемы воздуха, циркулирующие в установке, делают ее громоздкой, что повышает ее стоимость и вносит дополнительные трудности в эксплуатацию.

§ 16.3. Цикл паровой компрессорной холодильной установки

Паровые компрессорные холодильные установки в настоящее время получили наибольшее распространение. В качестве хладоагентов 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, нетоксичные хладоагенты, в частности фреоны.

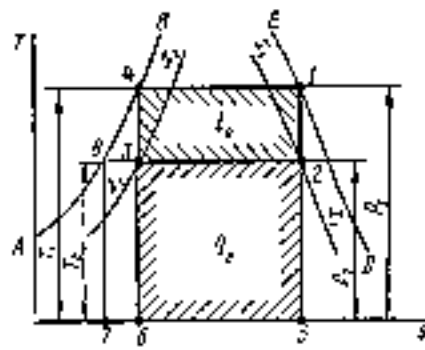


Рис. 16.4. *Ts*-диаграмма цикла паровой компрессорной холодильной установки, протекающего в области влажного насыщенного пара

Если цикл паровой компрессорной холодильной 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 хладоагента, поступающего в холодильную камеру после расширения в детандере. По изотерме (одновременно являющейся изоба-

pol) 3-2 удельная теплота $|q_2|$ в холодильной камере передается хладоагенту, что сопровождается увеличением его паросодержания. В точке 2 паросодержание x_2 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 x_3. Далее процесс повторяется.

На рис. 16.4 видно, что чем длиннее линия 3-2, т. е. чем больше удельная теплота парообразования r, тем большее 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 (хладоагенту) теплоты $|q_2|$ и отвод 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 компрессорной холодильной установки, чего нельзя сказать о воздушной компрессорной холодильной установке, в которой подвод и отвод теплоты происходит по изобарам, не являющимся изотермами. В практических условиях описанный цикл Карно полностью осуществить нельзя и, в частности, потому, что протеканию реального цикла сопутствуют такие необратимые и самопроизвольные процессы, как, например, трение и т. п., которые делают весь цикл необратимым. Мало того, в цикл Карно приходится предварительно вносить изменение, которое тоже ухудшает его, но зато дает возможность создать такой цикл паровой компрессорной холодильной установки, который можно и целесообразно 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 хладоагента 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*.

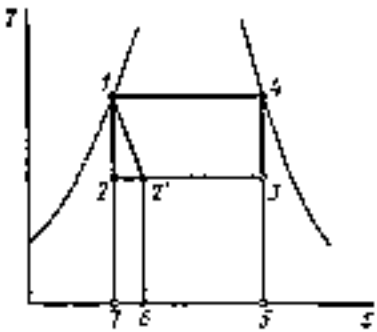


Рис. 16.5. Ts-диаграмма цикла паровой компрессорной холодильной установки с дроссельным клапаном

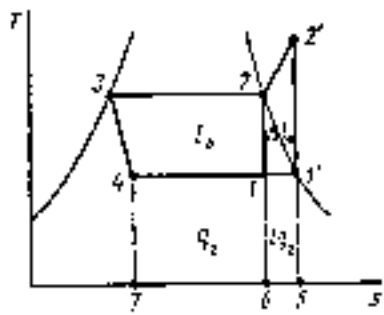


Рис. 16.6. Ts-диаграмма цикла паровой компрессорной холодильной установки с «сухим ходом» компрессора

При этом отбор теплоты хладоагентом 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 увеличения его удельного количества отводимой теплоты. Один из таких способов состоит в том, что перенос теплоты заканчивают не в точке *1* (рис. 16.6), когда пар в хладоагенте остается еще влажным 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, конечно, требуется затрата дополнительной работы компрессора $|\Delta l_c|$ (пл. *11'2'2*).

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

вступает пар, содержащий влагу. Такой пар, соприкасаясь со стенками цилиндра компрессора, конденсируется, и капельки жидкости оседают на стенках цилиндра (что, конечно, нежелательно), получается так называемый «мокрый ход» компрессора.

Если же отбор теплоты $|q_2|$ продолжить до точки $1'$ на диаграмме, то в компрессор будет вступать перегретый пар и конденсации в цилиндре не будет. Таким образом, получается «сухой ход» компрессора. В настоящее время применяют компрессоры только с «сухим ходом».

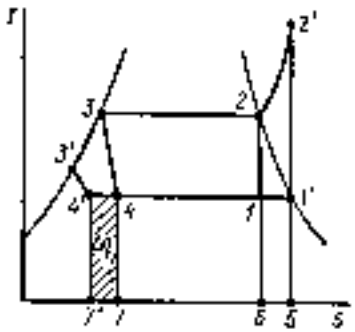


Рис. 16.7. Ts-диаграмма типичного цикла паровой компрессорной холодильной установки

Увеличить удельное количество отводимой теплоты цикла можно и переохлаждением жидкости хладоагента. 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 пограничной кривой жидкости) до точки $3'$, после чего уже производится его дросселирование (линия $3'$-$4'$). В результате отбор теплоты из холодильной камеры начинается не в точке 4 а левее ее — в точке $4'$. При этом удельное количество отводимой теплоты цикла увеличивается на $|\Delta q_1'|$ (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, определяют по формуле

$$\chi = |q_2'|/|l_0| = (h_1' - h_4')/(h_2' - h_1'), \qquad (а)$$

но так как $h_1' - h_4' = r - x_3' r = r(1 - x_3')$, то

$$\chi = r(1 - x_3')/(h_2' - h_1'). \qquad (16.4)$$

Если холодильную мощность цикла обозначить через Ф, то массовый расход холодильного агента m_c можно определить по формуле

$$m_c = \Phi / |q_2'|, \qquad (16.5)$$

где $|q_2'|$ — удельное количество отводимой теплоты; Ф — холодильная мощность цикла.

§ 16.4. Цикл пароэжекторной холодильной установки

Наряду с воздушными и паровыми компрессорными холодильными установками в народном хозяйстве и в быту 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 механическая энергия в обратном цикле используется для отвода теплоты. В таких установках повышение давления хладоагента, 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.

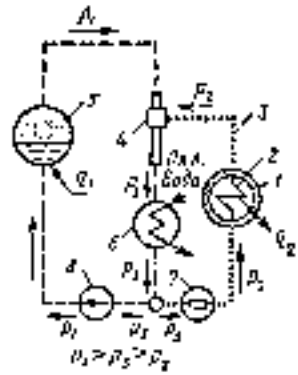


Рис. 16.8. Схема пароэжекторной холодильной установки

Схема пароэжекторной холодильной установки показана на рис. 16.8. Здесь цифрой *1* обозначена холодильная камера с испарителем *2*, по которому протекает влажный насыщенный пар хладоагента 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, поступавших из испарителя и из котла, проходит через диффузор эжектора, где давление ее повышается и становится равным p_3. Затем эта смесь направляется в конденсатор 6, там она, омывая трубки с охлаждающей водой, конденсируется. По выходе из конденсатора образовавшаяся там жидкость разделяется на два потока. Один из них (на рисунке идущий вправо) 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 жидкости (конденсата), идущий влево, поступает в питательный насос 8, где давление конденсата повышается до p_1, и затем подается в котел 5. Здесь к конденсату подводится извне теплота $|q_1|$, которая превращает его в пар. По выходе 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 (путь рабочего тела, совершающего этот цикл, обозначен на рисунке штриховыми линиями).

Второй цикл — обратный. В этом цикле вынесенная из холодильной камеры 1 с паром хладоагента теплота $|q_2|$ при сжатии его в диффузоре переходит на другой 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 1 с испарителем 2, эжектора 4, конденсатора 6 и дроссельного клапана 7 (путь хладоагента, совершающего этот обратный цикл, обозначен на рисунке пунктирными линиями).

Хладоагентом в описываемой установке обычно является аммиак. В качестве рабочего пара могут быть использованы пары того же хладоагента, т. е. аммиака.

Из приведенного здесь описания паровой эжекторной холодильной установки видно, что отвод теплоты происходит не за счет внешней механической работы, а за счет внешней теплоты $|q_1|$. Поэтому и эффективность такой установки оценивается не холодильным коэффициентом $\chi =$

$= |q_1|/|q_0|$, как в компрессорных холодильных установках, и коэффициентом использования теплоты

$$\varepsilon = |q_2|/|q_1|, \qquad (16.6)$$

где $|q_2|$ — удельное количество отводимой теплоты; $|q_1|$ — удельная внешняя теплота, подводимая к рабочему телу; $|q_2|$ и $|q_1|$ выражаются в Дж/кг.

Достоинствами описываемой холодильной установки являются, во-первых, ее компактность, что объясняется заменой сравнительно громоздкого компрессора диффузором, и, во-вторых, 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 этих 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 применяют 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 таком же давлении —34° С. Первая из этих жидкостей — вода — является абсорбентом (поглотителем), а вторая — аммиак — хладоагентом. Отношение массы аммиака к массе раствора называется *массовым отношением* аммиака. Когда оба компонента такого раствора находятся в жидком состоянии, т. е. когда температура его ниже —34° С, массовое отношение 100%. Если раствор подогревать, то после того как температура его, повышаясь, станет равной —34° С, начнется выкипание 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 выкипится из раствора, массовое отношение последнего станет равным нулю, а пар будет представлять собой чистый аммиак (если не учитывать очень незначительной примеси воды, увлеченной частица-

ми аммиака, вылетающими в процессе кипения их жидкого раствора).

Схема абсорбционной холодильной установки приведена на рис. 16.9. Здесь *1* — котел, в котором находится раствор в жидком состоянии, и пары аммиака, образовавшиеся за счет подведенной извне удельной теплоты $|q_1|$.

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 испаритель *4*, находящийся в холодильной камере *5*. Проходя по испарителю, конденсат воспринимает теплоту 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. А так как температура пара, полученного из чистого аммиака, всегда ниже температуры пара, выпаренного из раствора его с водой, то вследствие такого соприкосновения происходит конденсация поступившего в абсорбер пара и поглощение его раствором.

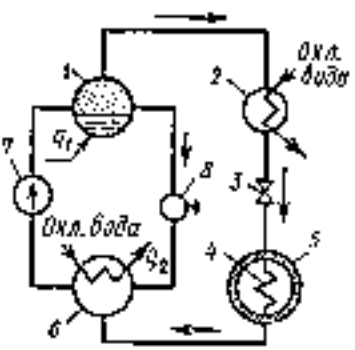


Рис. 16.9. Схема абсорбционной холодильной установки

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 установки оценивается так же, как и пароэжекторной, коэффициентом использования теплоты ε по формуле (16.6):

$$\varepsilon = |q_2|/|q_1|,$$

где $|q_2|$ — удельная теплота хладоагента, поглощаемая им в холодильной камере; $|q_1|$ — удельная теплота хладоагента, подводимая к раствору в котле.

§ 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 при том 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

Хладоагента 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. На рис. 16.11 показана Ts-диаграмма этого цикла.

Эффективность теплового насоса оценивается отопительным коэффициентом

$$\omega = |q_1|/|l_c|. \quad (16.7)$$

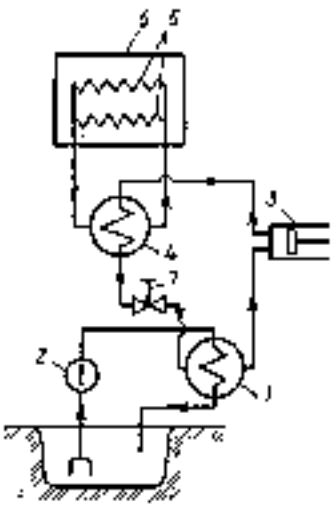


Рис. 16.10. Схема установки с тепловым насосом

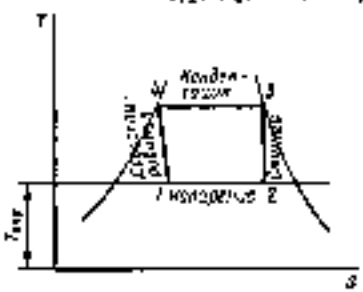


Рис. 16.11. Ts-диаграмма цикла теплового насоса

Здесь $|q_1|$ — удельная теплота, выделяемая при конденсации холодильного агента в конденсаторе. Эта теплота воспринимается потребителем; $|l_c|$ — удельная внешняя работа, затрачиваемая на привод компрессора.

Тепловой насос является высокоэффективным с термодинамической точки зрения средством для отопления помещений. Убедиться в этом можно, сопоставив работу теплового насоса с работой, например, системы электронагрева при условии, что в обоих случаях затрачивается одинаковая внешняя удельная работа $|l_c|$. При электронагреве вся подводимая к электронагревателю электрическая энергия превращается в теплоту, поэтому, имея в виду уравнение (16.7), можем написать: $|q_1| = |l_c|$ и $\omega = 1$.

Другая картина получается при использовании теплового насоса. В этом случае, пользуясь уравнением (8.3), можем записать:

$$|q_1| = |q_2| + |l_c|,$$

где $|q_2|$ — удельная теплота, подведенная к холодильному агенту из внешней среды в испарителе, т. е. на нижнем температурном уровне. Таким образом, для теплового насоса

$$\omega = |q_1|/|l_0| = (|q_2| + |l_0|)/|l_0| = |q_2|/|l_0| + 1.$$

Но отношение $|q_2|/|l_0| = \chi_t$, где χ_t — холодильный коэффициент, см. уравнение (8.3а). Практически значение этого коэффициента изменяется в пределах 3—5. Это значит, что при одинаковых затратах внешней работы в тепловом насосе потребителю подводится теплоты в 3—5 раз больше, чем в электронагревателе.

Такая высокая эффективность теплового насоса возможна потому, что в цикле участвует теплота $|q_2|$, получаемая из внешней среды в «готовом» виде. В цикле теплового насоса она лишь переносится с нижнего на верхний температурный уровень. За счет этой «даровой» теплоты цикл теплового насоса и оказывается более эффективным, чем электронагрев.

Контрольные вопросы

1. Что такое холодильный коэффициент?
2. Какие холодильные установки работают за счет затраты 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 установки?
6. На каком принципе основана работа абсорбционной холодильной установки?
7. Чем объясняется более высокая эффективность теплового насоса по сравнению с электронагревом (при одинаковой затрате внешней работы)?

Глава 17

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

§ 17.1. Основные характеристики влажного воздуха

Атмосферный воздух является смесью собственно 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 в воздухе может изменяться в самых 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 испаренной влаги не будет вынесена из сушильного устройства, или если будет проходить воздуха в большем объеме, чем это необходимо, то часть его пройдет неиспользованной. И то и другое экономически невыгодно.

Газообразные продукты сгорания, покидая котельный агрегат, имеют относительно высокую температуру и соответствующий запас внутренней энергии. Часть ее обычно используют в водяном экономайзере (устройство для подогрева питательной воды, поступающей в котел) 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 точки росы, т. е. 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 безразмерное массовое отношение влаги к сухому воздуху:

$$d = m_в/m_с, \qquad (17.1)$$

где $m_в$ — масса влаги; $m_с$ — масса сухого воздуха. Эту характеристику ранее называли влагосодержанием.

Влажный воздух можно рассматривать как смесь идеальных газов и применять к нему закон Дальтона, согласно

которому

$$p = p_в + p_п, \qquad (17.2)$$

где p — давление влажного воздуха; $p_в$ и $p_п$ — парциальные давления соответственно воздуха и пара.

Напишем уравнения состояния для сухого воздуха и водяного пара:

$$p_в V = m_в R_в T; \qquad (17.3)$$

$$p_п V = m_п R_п T. \qquad (17.3а)$$

Произведя почленное деление этих двух уравнений состояния, получим

$$p_в/p_п = (R_в/R_п)(m_в/m_п).$$

После подстановки значений $R_в = 287{,}1$ Дж/(кг · К) и $R_п = 461{,}50$ Дж/(кг · К) из приложения 3 получим

$$p_в/p_п = 0{,}622\ m_в/m_п, \qquad (17.3б)$$

или, используя уравнение (17.1),

$$p_в/p_п = 0{,}622/d. \qquad (17.3в)$$

После подстановки значения $p_в$ из формулы (17.2) можем написать

$$(p - p_п)/p_п = 0{,}622/d,$$

откуда

$$d = 0{,}622 p_п/(p - p_п). \qquad (17.4)$$

Из этого уравнения следует, что при постоянном давлении влажного воздуха p с увеличением массового отношения влаги к сухому воздуху d будет расти парциальное давление пара $p_п$. Процесс увлажнения может происходить до тех пор, пока насыщенность воздуха влагой не достигнет максимального значения, соответствующего данному давлению влажного воздуха.

В связи с этим возникает необходимость оценки качества влажного воздуха по степени его увлажненности. Для такой оценки вводятся две технические характеристики: *массовая концентрация* водяных паров в воздухе (старое название ее абсолютная влажность воздуха) и *относительная концентрация* водяных паров в воздухе (старое название ее относительная влажность воздуха).

Массовая концентрация водяных паров в воздухе — физическая величина, равная отношению массы водяных паров в воздухе к объему влажного воздуха.

Как следует из этого определения, массовая концентрация водяных паров в воздухе равна плотности пара при его парциальном давлении и температуре влажного воздуха $\rho_п$ [см. уравнение (2.1)]:

$$\rho_п = m_п / V_в,$$

где $V_в$ — объем влажного воздуха, м³.

Если, не изменяя давления, увлажнять воздух, то, когда массовое отношение влаги к влажному воздуху достигнет значения d_{max}, а парциальное давление пара — значения $p_{п\,max}$, плотность пара, содержащегося в воздухе, станет максимальной ρ_{max}.

Относительная концентрация водяных паров в воздухе — физическая величина, равная отношению массовой концентрации водяных паров к максимально возможной при том же давлении (или отношению плотности водяных паров при заданном давлении к максимально возможной плотности при том же давлении):

$$\varphi = d/d_{max} = \rho/\rho_{max}. \qquad (17.5)$$

Значение φ может изменяться от 0 для сухого воздуха до 1 (или 100%) для насыщенного воздуха.

Если температура влажного воздуха равна или меньше температуры насыщения при заданном давлении влажного воздуха, то ρ_{max} равно плотности сухого насыщенного пара (при заданной температуре) ρ''. В таком случае значения ρ_{max} (или, что то же, ρ'') можно найти по таблице параметров сухого насыщенного водяного пара.

Если же температура воздуха выше температуры насыщения пара при заданном давлении смеси, то это значит, что пар в воздухе находится в ненасыщенном, т. е. в перегретом, состоянии. В этом случае плотность перегретого пара ρ меньше ρ_{max}, и ее следует вычислять по таблицам параметров перегретых паров, 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 парциального давления пара, то в некоторый момент он станет насыщенным. Температура, при которой

это произойдет, называется температурой *точки росы*. В этот момент относительная концентрация водяных паров будет равна 100%.

Удельная энтальпия влажного воздуха h_x равна сумме удельных энтальпий сухого воздуха $h_в$ и водяного пара $dh_п$:

$$h_x = h_в + dh_п. \qquad (17.6)$$

Удельная энтальпия сухого воздуха

$$h_в = \bar{c}_p (t - t_0) \qquad (17.6а)$$

(при $t_0 = 0°$ С удельная теплоемкость воздуха $\bar{c}_p \approx$ ≈ 1 кДж/(кг · К)).

Удельную энтальпию сухого насыщенного водяного пара при давлениях, близких к атмосферному, можно определить по приближенной эмпирической формуле

$$h_п = 2480 + 1{,}96t, \qquad (17.6б)$$

где t — температура насыщения при парциальном давлении пара.

§ 17.2. *hd*-диаграмма влажного воздуха *

На *hd*-диаграмме, схема которой дана на рис. 17.1, по оси ординат откладываются значения удельных энтальпий влажного пара h, а по оси абсцисс — значения массового отношения водяных паров к воздуху d.

Для удобного взаимного расположения линий h, наносимых на *hd*-диаграмму, она строится в косоугольных координатах, в которых ось абсцисс проводится под углом 135° к оси ординат, что дает возможность сделать эту диаграмму компактной.

При таком взаимном расположении осей координат линии постоянных значений удельной энтальпии (h = const), которые должны быть параллельны оси абсцисс, идут наклонно (рис. 17.1). Однако чтобы удобнее было производить на диаграмме отсчеты, из начала координат O проводится горизонталь ON, на которую спроектированы значения удельной энтальпии h_1, h_2, h_3, ... При этом линии постоянных значений массовых отношений d_1, d_2, d_3, ... идут в виде прямых, параллельных оси ординат, т. е. вертикально.

* Прежнее название — *id*-диаграмма.

Кроме того, на Id-диаграмме наносят изотермы t_1, t_2, t_3, ... и линии постоянных значений относительной концентрации водяных паров в воздухе φ_1, φ_2, φ_3, ... (начиная от $\varphi = 5\%$ до $\varphi = 100\%$). Эти линии строят только до изотермы 100° С, т. е. до тех пор, пока парциальное давление пара в воздухе $p_п$ меньше атмосферного давления p. В тот момент, когда $p_п$ станет равным p, эти линии теряют физический смысл, что видно и из уравнения (17.4), в котором при $p_п = p$ массовое отношение $d \to \infty$.

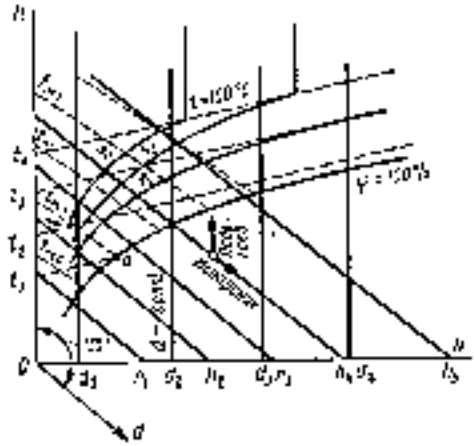


Рис. 17.1. Схема Id-диаграммы влажного воздуха

Кривая постоянного относительного значения $\varphi = 100\%$ делит всю диаграмму на две части. Та ее часть, которая расположена выше этой линии, — это область ненасыщенного влажного воздуха, в которой пар находится в перегретом состоянии. Часть диаграммы ниже линии $\varphi = 100\%$ — область насыщенного влажного воздуха.

Кроме перечисленных линий в верхней части диаграммы (над линией $\varphi=100\%$) проведены еще линии постоянных истинных температур мокрого термометра $t_{м.т}$, $t_{м.т}$, $t_{м.т}$, ..., используемые в расчетах, связанных с процессами сушки в закрытых помещениях. Если процесс сушки производится нагретым воздухом, то относительная концентрация его при этом повышается вследствие испаряемой влаги. Если внутреннее пространство сушильной камеры изолировано от теплового воздействия внешней среды, то теплота, не-

обходимая 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 точка *a* на рис. 17.1, то температура воздуха, состояние которого определяется этой точкой, будет температурой адиабатного насыщения, или *истинной температурой мокрого термометра*, имеющегося в *психрометрах* — приборах для определения относительной концентрации водяных паров в воздухе.

В таких приборах устанавливаются два одинаковых термометра, но у одного из них шарик свободно омывается окружающим воздухом и поэтому показывает температуру этого воздуха, не насыщенного водяными парами, а шарик другого, мокрого термометра обернут влажной тканью, обеспечивающей постоянный приток к шарику влаги. В таких условиях мокрый термометр показывает температуру не окружающего его воздуха, которая в адиабатном процессе испарения изменяется, а температуру насыщения 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, наконец, когда влажность станет максимальной (т. е. когда линия процесса дойдет, например, до точки *a* пограничной кривой $\varphi = 100\%$), температура сухого термометра понизится до истинной температуры мокрого термометра и станет определяться изотермой, на которой лежит точка *c*, т. е. изотермой $t_{и.м}$.

Истинная температура мокрого термометра всегда несколько ниже показываемой этим термометром, что 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, кроме того, защищается экраном. Тем не менее в показания мокрого термометра нужно вносить поправку на выступающий столбик ртути, подсчитываемую по специальной формуле. Таким образом получается значение истинной температуры мокрого термометра.

При построении на *hd*-диаграмме линий $t_м$ = const эта поправка учтена и температуры, определяемые с помощью этих линий, являются истинными температурами мокрого термометра.

Познакомимся с некоторыми задачами, решаемыми по *hd*-диаграмме.

Подогрев. Поскольку в этом процессе массовая концентрация влаги в воздухе d остается постоянной, линия этого процесса должна идти вертикально вверх.

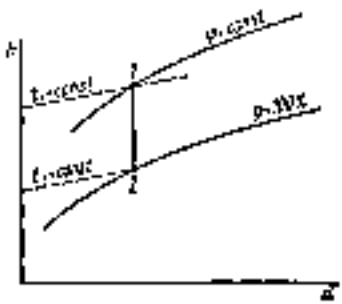


Рис. 17.2. Нахождение точки росы на *hd*-диаграмме

Испарение. Если считать удельную энтальпию жидкости (воды) равной нулю, то теплота, взятая из воздуха для испарения влаги, вернется в воздух вместе с испаренной влагой. Таким образом, в этом процессе удельная энтальпия не изменится. Следовательно, процесс испарения идет по линии h = const.

Адиабатное испарение (в ограниченном объеме), как уже говорилось, идет по линии $t_м$ = const.

Нахождение точки росы. Определив по двум параметрам, например φ и t или $t_м$ и t, или другим, состояние заданного воздуха (пусть это будет точка 1 на рис. 17.2), нужно провести от нее вертикаль до пограничной кривой φ = 100% (точка 2 на этом же рисунке). Тогда изотерма t_2, на которой лежит точка 2, определит температуру точки росы воздуха заданного состава.

Контрольные вопросы

1. Что такое массовая концентрация влаги в воздухе?
2. Что такое относительная концентрация влаги в воздухе?
3. Линии каких процессов нанесены на *hd*-диаграмме?
4. Что такое истинная температура мокрого термометра?
5. Как находится на *hd*-диаграмме точка росы?

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА

Глава 18

ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

§ 18.1. Общие понятия

Теплообменом называется *процесс переноса теплоты в пространстве и передачи ее 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 теплоты теплопроводностью происходит, главным образом, в твердых телах, так как теплопроводность жидкостей** очень невелика. Можно наблюдать, как при нагревании металлического стержня с одного конца теплота постепенно распространяется по всему стержню. Объясняется это тем, что в нагреваемом конце стержня тепловое движение молекул, атомов и свободных электронов постепенно ускоряется, а это значит, что внутренняя кинетическая энергия их увеличивается. При соударениях часть их энергии передается дальше по стержню, что и приводит к распространению теплоты по всему стержню.

Распространение теплоты конвекцией может происходить только в жидкостях (капельных и газообразных).

Иллюстрацией способа распространения теплоты конвекцией служит нагревание воды в колбе (рис. 18.1). Правая часть колбы *A* нагревается сильнее левой, чем вызывается циркуляция воды в направлении против хода часовой стрелки, приводящая к прогреванию всей массы воды. Если воду нагревать сверху, то циркуляция не возникнет. Вся масса воды будет прогреваться только за счет ее теплопро-

---

* Нередко теплообмен называют теплопередачей. В этой книге термин «теплопередача» относится только к частному случаю теплообмена.

** В теории теплообмена и в гидродинамике жидкостью называются как капельные жидкости, так и газы.

водности, а так как теплопроводность воды очень мала (меньше теплопроводности 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 вентилятором, насосом, мешалкой, то такая конвекция называется вынужденной. При этом распространение теплоты, т. е. прогревание всей массы жидкости, происходит значительно быстрее, чем при свободной конвекции.

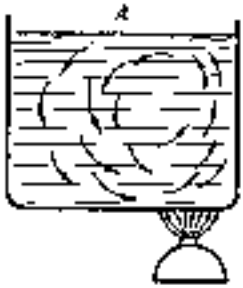


Рис. 161. Распространение теплоты в жидкости путем конвекции

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 теплоты излучением такая среда не нужна.

При теплообмене между двумя телами внутренняя энергия тела с более высокой температурой уменьшается, а тела с менее высокой температурой на столько же увеличивается. Процесс теплообмена протекает тем интенсивнее, чем больше разность температур тел, обменивающихся энергией. При ее отсутствии процесс теплообмена прекращается и наступает тепловое равновесие.

Конвективный перенос теплоты сопровождается, как сказано выше, перемещением жидкости из одной части занимаемого ею пространства в другую. При этом неизбежны непосредственные соприкосновения, контакты между молекулами, во время которых теплота передается теплопроводностью.

Одновременный перенос теплоты конвекцией и теплопроводностью называется *конвективным теплообменом*.

Теплообмен между двумя телами излучением возникает в тех случаях, когда излучаемые в пространство электромагнитные волны встречают на своем пути какое-либо

тело, которое воспринимает их. При этом энергия излучения переходит во внутреннюю энергию тела, воспринявшего эти волны.

Практически распространение теплоты совершается не каким-нибудь одним из рассмотренных способов, а одновременно двумя, а еще чаще — всеми тремя: теплопроводностью, конвекцией и излучением. Такой процесс называется *сложным теплообменом*.

Рассмотрим каждый из этих трех способов, а также и объединяющий их сложный процесс переноса теплоты.

§ 18.2. Перенос теплоты теплопроводностью сквозь плоскую стенку

Теплопроводность рассматривается как самостоятельный процесс, который может протекать только в твердых 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 твердой 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 ее поверхностях (температурному напору) и обратно пропорционален толщине стенки:*

$$\Phi = \lambda S\,(t'_{ст} - t''_{ст})/\delta, \qquad (18.1)$$

где Φ — тепловой поток, Вт; S — площадь поверхности стенки, м²; δ — толщина стенки, м; $t'_{ст} - t''_{ст}$ — температурный напор (разность температур поверхностей стенки), °С (рис. 18.2); λ — 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, наоборот, уменьшает ее, так как чем пористее тело, тем больше в нем содержится воздуха, а теплопроводность воздуха, как и вообще всех газов, низкая (в 20—25 раз меньше теплопроводности воды). Кроме того, на теплопроводность влияет и температура тела; чем она выше, тем, как правило, и теплопроводность выше.

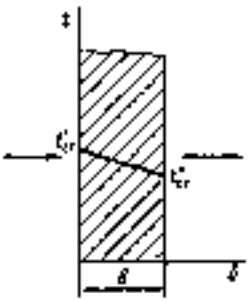


Рис. 18.2. Передача теплоты теплопроводностью через однослойную стенку

Приближенные значения теплопроводности для некоторых материалов (при 20° С) приведены в табл. 18.1.

Если обе части уравнения (18.1) разделить на площадь поверхности стенки S, то получим уравнение для часто встречающейся в расчетах по теплопередаче величины, называемой *поверхностной плотностью теплового потока*:

$$q = Q/S = \lambda (t'_{ст} - t''_{ст})/\delta. \quad (18.2)$$

Поверхностная плотность теплового потока имеет единицу — ватт на квадратный метр (Вт/м²).

Перепишем уравнение (18.2) в таком виде:

$$q = (t'_{ст} - t''_{ст})/R, \quad (18.3)$$

где R — термическое сопротивление стенки, равное отношению толщины стенки к ее теплопроводности ($R = \delta/\lambda$), м² · К/Вт.

В этом виде уравнение (18.3) аналогично математическому выражению закона Ома — сила тока равна отношению разности потенциалов к электрическому сопротивлению.

Поверхность нагрева паровотельных установок часто бывает покрыта сажей и накипью. При этом тепловой поток, проходя сквозь стенку, как бы преодолевает сопротивление трех слоев: сажи, металла стенки и накипи.

Рассмотрим передачу теплоты сквозь трехслойную стенку, изображенную на рис. 18.3. Допустим, что толщины

Таблица 16.1. **Приближенные значения теплопроводности λ некоторых материалов**

Металлы	λ, Вт/(см·К)	Изоляционные материалы	λ, Вт/(м·К)	Другие материалы	λ, Вт/(м·К)
Алюминиевые сплавы	160—160	Асбест (картон)	0,16—0,7	Картон сухой	0,84
		Вата хлопчатобумажная	0,042	Кирпич красный	0,77
Котельная сталь	40—50	Вата стеклянная	0,35—0,06	Кирпич силикатный	0,81
Латунь (при 100 °С)	117—120	Дерево (сосна поперек волокон)	0,14—0,16	Кожа	0,14—0,16
		Плиты пробковые	0,42—0,053	Накипь котельная	0,15—2,3
Чугун	50—63	Фанера клеевая	0,15	Сажа ламповая	0,07—0,12
				Уголь древесный	0,074
				Шлак котельный	0,29

слоев соответственно δ_1, δ_2 и δ_3 и что тепловой поток направлен от левой поверхности к правой. При этом условии

$$t'_{ст} > t''_{ст} > t'''_{ст} > t^{IV}_{ст}.$$

Теплопроводности слоев пусть будут соответственно λ_1, λ_2, и λ_3, термические сопротивления R_1, R_2 и R_3 ($R_1 = \delta_1/\lambda_1$, $R_2 = \delta_2/\lambda_2$, $R_3 = \delta_3/\lambda_3$).

При установившемся тепловом режиме поверхностная плотность теплового потока q, проходящего сквозь каждый слой плоской стенки, одна и та же, причем:

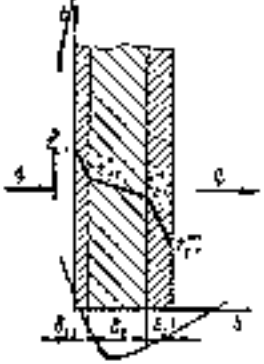


Рис. 18.3. Передача теплоты теплопроводностью через трехслойную стенку

для первого слоя

$$q = (t'_{ст} - t''_{ст})/R_1;$$

для второго слоя

$$q = (t''_{ст} - t'''_{ст})/R_2;$$

для третьего слоя

$$q = (t'''_{ст} - t^{IV}_{ст})/R_3.$$

Из этих трех уравнений находим:

$$t'_{ст} - t''_{ст} = qR_1; \qquad (а)$$

$$t''_{ст} - t'''_{ст} = qR_2; \qquad (б)$$

$$t'''_{ст} - t^{IV}_{ст} = qR_3. \qquad (в)$$

Сложим почленно левые и правые части уравнений (а), (б) и (в) и произведем в левой части необходимые сокращения, а в правой вынесем за скобки q:

$$t'_{ст} - t^{IV}_{ст} = q(R_1 + R_2 + R_3). \qquad (г)$$

Из этого уравнения получаем в окончательном виде расчетную формулу для поверхностной плотности теплового потока сквозь трехслойную плоскую стенку:

$$\boxed{q = (t'_{ст} - t^{IV}_{ст})/(R_1 + R_2 + R_3) = (t'_{ст} - t^{IV}_{ст})/R.} \qquad (18.4)$$

Здесь R — общее термическое сопротивление многослойной стенки.

Аналогичное уравнение получим для многослойной (n-слойной) плоской стенки:

$$\boxed{q = (t'_{ст} - t''^{n+1}_{ст})/R.} \qquad (18.4а)$$

Общее термическое сопротивление стенки R можно представить как отношение

$$R = \delta/\lambda_{экв}, \qquad (18.4б)$$

где δ — общая толщина многослойной стенки; $\lambda_{экв}$ — эквивалентная теплопроводность многослойной стенки.

Преобразуя уравнения (в), (б) и (в), получим:

$$t'_{ст} = t'_{ст} - qR_1; \qquad (18.5)$$

$$t''^{I}_{ст} = t'_{ст} - qR_2; \qquad (18.5а)$$

$$t''^{IV}_{ст} = t''^{III}_{ст} - qR_3. \qquad (18.5б)$$

Структура этих трех 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.*

§ 18.3. Перенос теплоты теплопроводностью сквозь цилиндрическую и сферическую стенки

В большинстве теплообменных аппаратов поток теплоты проходит сквозь стенки круглых трубок, причем 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 в другом случаях для определения теплового потока может быть использована формула (18.1), как и для плоских стенок, но с учетом того, что при установившемся процессе передачи теплоты сквозь плоскую стенку плотность теплового потока на обеих поверхностях ее одинакова. При передаче же теплоты сквозь цилиндрическую стенку, даже при постоянном значении теплового потока, плотность его на наружной и внутренней поверхностях стенки трубки различна. Это объясняется тем, что площадь наружной поверх-

ности трубки больше площади внутренней, в связи с чем поверхностная плотность теплового потока на наружной поверхности трубки меньше, чем на внутренней.

С достаточной для практических целей точностью можно искомую расчетную площадь поверхности подсчитывать по среднему арифметическому диаметру:

$$\overline{d} = 0{,}5\,(d_н + d_в),$$

где $d_в$ — внутренний, а $d_н$ — наружный диаметры трубки (рис. 18.4).

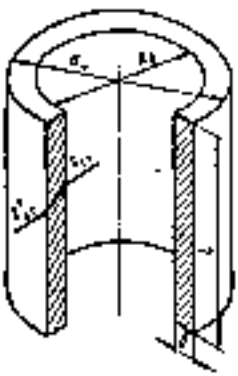


Рис. 18.4. Передача теплоты теплопроводностью через цилиндрическую стенку изнутри наружу

Если длину трубки обозначить через l, то искомая площадь поверхности

$$\overline{S} = \pi \overline{d} l = 0{,}5\pi\,(d_н + d_в)l.$$

Имея в виду, что толщину стенки трубки δ можно представить в виде $0{,}5\,(d_н - d_в)$, и подставляя значения $\overline{S}$ и δ в уравнение (18.1), получим расчетное уравнение для приближенного определения теплового потока сквозь цилиндрическую стенку:

$$\Phi = \lambda \pi l \frac{d_н + d_в}{d_н - d_в}(t'_{ст} - t''_{ст}). \qquad (18.6)$$

Погрешность в определении Φ по этой формуле тем меньше, чем тоньше стенка трубки. Так, при отношении $d_н/d_в = 2$ погрешность подсчета Φ по уравнению (18.6) составляет 4%, а при $d_н/d_в = 1{,}5$ — только 1,4%. Для теплообменных аппаратов это отношение значительно меньше 1,5, поэтому и погрешность при подсчете значения по уравнению (18.6) получается незначительной.

Точно определить тепловой поток сквозь однослойную стенку любой формы (плоскую, цилиндрическую или сферическую) можно по обобщенному уравнению, аналогичному уравнению (18.1):

$$\Phi = \lambda \overline{S}(t'_{ст} - t''_{ст})/\delta, \qquad (18.7)$$

где $\overline{S}$ — средняя площадь поверхности стенки;

для плоской стенки

$$\overline{S} = 0{,}5\,(S' + S'') = S, \qquad (18.8)$$

где $S' = S^* - S$ — площадь поверхности стенки; для цилиндрической стенки

$$\overline{S} = \frac{S' - S^*}{2{,}3 \lg (S'/S^*)} = \varphi \sqrt{S^* S'}, \qquad (18.9)$$

где φ — поправочный коэффициент, значение которого зависит от отношения площади наружной поверхности S' к площади внутренней поверхности S^*.

В табл. 18.2 даны значения φ в зависимости от отношения S'/S^*;

для сферической (или шарообразной) поверхности

$$\overline{S} = \sqrt{S' S^*}, \qquad (18.10)$$

Таблица 18.2. **Поправочный коэффициент φ для расчета средней цилиндрической поверхности**

S'/S^*	1	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	6,0
φ	1	1,0014	1,0047	1,009	1,014	1,020	1,035	1,051	1,082	1,111	1,139

Пример 18.1. Определить эквивалентную теплопроводность $\lambda_{экв}$ плоской стенки, состоящей из трех слоев изоляции: внутреннего [$\delta_1 = 10$ мм, $\lambda_1 = 0{,}28$ Вт/(м · К)], основного из диатомитового кирпича [$\delta_2 = 60$ мм, $\lambda_2 = 0{,}14$ Вт/(м · К)] и наружного штукатурного [$\delta_3 = 5$ мм, $\lambda_3 = 1{,}16$ Вт/(м · К)].

Решение. Пользуясь обобщенным уравнением $R = \delta/\lambda$, вычисляем частные сопротивления:

$$R_1 = 10 \cdot 10^{-3}/0{,}28 \ \text{м}^2 \cdot \text{К/Вт} = 35{,}7 \cdot 10^{-3} \ \text{м}^2 \cdot \text{К/Вт};$$

$$R_2 = 60 \cdot 10^{-3}/0{,}14 \ \text{м}^2 \cdot \text{К/Вт} = 429 \cdot 10^{-3} \ \text{м}^2 \cdot \text{К/Вт};$$

$$R_3 = 5 \cdot 10^{-3}/1{,}16 \ \text{м}^2 \cdot \text{К/Вт} = 4{,}3 \cdot 10^{-3} \ \text{м}^2 \cdot \text{К/Вт}.$$

Теперь можно подсчитать значения эквивалентной теплопроводности:

$$\lambda_{экв} = \delta/R = (\delta_1 + \delta_2 + \delta_3)/(R_1 + R_2 + R_3) =$$

$$= 75 \cdot 10^{-3}/[(35{,}7 + 429 + 4{,}3)10^{-3}] \ \text{Вт/(м} \cdot \text{К)} = 0{,}16 \ \text{Вт/(м} \cdot \text{К)}.$$

Пример 18.2. Определить наружную температуру кирпичной кладки трубчатой печи, если ее площадь $S = 140$ м², тепловой поток $\Phi = 120$ кВт, а температура огнеупорной кладки со стороны топки $t_{ст} = 1020$ °С. Кирпичная кладка состоит из двух слоев: слоя огнеупорного кирпича [$\delta_1 = 250$ мм, $\lambda_1 = 0{,}34$ Вт/(м · К)] и слоя красного кирпича [$\delta_2 = 250$ мм, $\lambda_2 = 0{,}68$ Вт/(м · К)].

Решение. Поверхностная плотность теплового потока

$$q = \Phi/S = 129 \cdot 10^3/140 \text{ Вт/м}^2 \approx 857 \text{ Вт/м}^2.$$

Термические сопротивления кирпичной кладки:
слоя огнеупорного кирпича

$$R_1 = \delta_1/\lambda_1 = 250 \cdot 10^{-3}/0{,}34 \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт} = 0{,}735 \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт};$$

слоя красного кирпича

$$R_2 = \delta_2/\lambda_2 = 250 \cdot 10^{-3}/0{,}68 \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт} = 0{,}367 \text{ м}^2 \cdot \text{К/Вт}.$$

Искомая температура

$$t''_{ст} = t'_{ст} - q(R_1 + R_2) = [1020 - 857(0{,}735 + 0{,}367)]\,^\circ\text{C} = 75^\circ\text{C}.$$

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 на внешней ее поверхности?

Глава 19

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

§ 19.1. Общие понятия

Конвективным теплообменом называется, как отмечалось выше, процесс совместной передачи теплоты конвекцией и теплопроводностью. В практических условиях под таким процессом обычно понимается теплообмен между поверхностью твердой стенки и омывающей ее жидкостью (капельной или газообразной). Такой конвективный теплообмен называется *теплоотдачей*.

Тепловой поток Φ при конвективном теплообмене пропорционален площади поверхности стенки и разности температур жидкости и стенки. Он подсчитывается по уравнению Ньютона—Рихмана

$$\Phi = \alpha S (t_1 - t_2), \tag{19.1}$$

где S — площадь поверхности, сквозь которую происходит передача теплоты, м^2; t_1 — температура нагревающего те-

ла, °С; $t_ж$ — температура нагреваемого тела, °С; $t_1 - t_2$ — разность этих температур (температурный напор), °С; α — коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом теплоотдачи*, Вт/(м² · К).

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, описываемые 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 (капельных и газов) невелика, то и распространение теплоты по всей жидкости в ламинарном потоке происходит медленно.

В потоке турбулентного режима частицы жидкости движутся беспорядочно: каждая частица перемещается вдоль канала с некоторой скоростью, а кроме того, совершает движения перпендикулярно стенкам канала. При этом происходит перемешивание частиц жидкости и перенос теплоты из области с более высокими температурами в область с более низкими температурами, т. е. перенос теплоты конвекцией. Однако при таком перемешивании происходят неизбежные столкновения частиц, и тогда теплота переходит от одной частицы к другой вследствие их теплопроводности.

§ 19.2. Подобие процессов конвективного теплообмена

Определение коэффициента теплоотдачи α 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 — теплообменных устройствах (паровых котлах, подогревателях, экономайзерах и др.). Но такой путь экспериментирования используют ред-

ко, так как промышленные установки громоздки, часто сложны по своему устройству, и обходятся такие эксперименты дорого.

Поэтому обычно исследования конвективного теплообмена проводят на моделях небольших размеров, а результаты этих исследований переносят на промышленные установки. Но для этого необходимо, чтобы процессы в модели и в промышленной установке были подобными. Условия, необходимые для создания подобных процессов, раскрываются теорией подобия, получившей особенно большое развитие за последние годы и, в частности, благодаря выдающимся работам советских ученых.

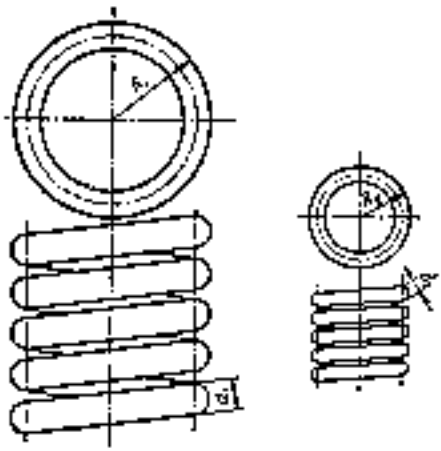


Рис. 19.1. Геометрически подобные змеевики

С понятием подобия мы впервые встречаемся в геометрии, где рассматриваются условия подобия геометрических фигур. Например, из геометрии известно, что условием подобия прямоугольников является равенство отношений основания прямоугольника b к его высоте h.

Если в прямоугольнике отношение основания к высоте равно 10, то во всех подобных ему прямоугольниках это отношение будет равно этому же безразмерному числу 10.

В обобщенном виде для подобных прямоугольников это условие подобия можно записать в виде равенства

$$b_1/h_1 = b_2/h_2 = \ldots = b_n/h_n = K_n.$$

Здесь величина K_n называется *числом геометрического подобия*. Из приведенного примера следует, что два отрезка прямых труб будут подобными, если для них $l_1/d_1 = l_2/d_2$, где l_1 и l_2 — длины этих отрезков труб, а d_1 и d_2 — их диаметры (внутренние или наружные).

Трубы теплообменников иногда выполняют в виде змеевиков (рис. 19.1). 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 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, по которым протекают жидкости-теплоносители, 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 скорость 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, например, в модели и в установке, вовсе 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, одинаковую вязкость и т. д. или чтобы скорости их движения были бы тоже одинаковыми). Необходимо только, как сказано выше, чтобы комплексы величин, составляющих одноименные числа подобия, были бы равны между собой.

§ 19.3. Числа подобия

Числам подобия присвоены имена ученых, сделавших большие открытия в области теплообена и гидродинамики. Такие числа обозначаются одной или двумя начальными буквами фамилий этих ученых.

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 α, что видно из следующей формулы:

$$\boxed{\mathrm{Nu} = \alpha l_0/\lambda,} \qquad (19.2)$$

где α — коэффициент теплоотдачи, Вт/ (м² · К); λ — теплопроводность жидкости, 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 является d — внутренний диаметр трубы. При поперечном обтекании трубы или пучка труб в уравнение (19.2) 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 $l_0 = d_{экв} = 4S/\pi$, где S — площадь поперечного сечения канала; π — смоченный периметр канала. Например, если жидкость протекает вдоль труб, расположенных рядами, то S равна заштрихованной площади, как показано на рис. 19.2.

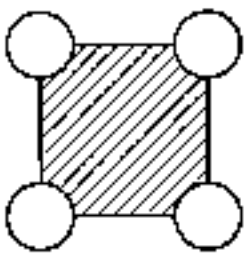


Рис. 19.2. К графическому определению эквивалентного диаметра

При продольном обтекании плиты определяющим размером является ее длина l, т. е. $l_0 = l$.

Число Рейнольдса (Re). Число подобия Рейнольдса определяет характер движения жидкости:

$$\boxed{Re = \omega_0 l_0/\nu,} \qquad (19.3)$$

где ω_0 — средняя (линейная) скорость жидкости, м/с, определяется отношением объемного расхода к площади сечения потока $\omega_0 = V_t/S$ (здесь V_t — объемный расход жидкости, м³/с; S — площадь поперечного сечения потока, м²); ν — кинематическая вязкость жидкости, м²/с, являющаяся одним из свойств жидкости.

Для канала некруглого сечения вместо внутреннего диаметра вводится понятие эквивалентный диаметр.

Движение жидкости остается ламинарным, пока безразмерное число Рейнольдса меньше 2320 ($Re < 2320$). При $Re \geqslant 10\,000$ режим движения жидкости считается турбулентным. При числах Рейнольдса больше 2320 и меньше 10 000 — режим переходный от ламинарного к турбулентному, т. е. по своему характеру неустойчивый.

Поскольку гидродинамическое подобие тоже является необходимым условием подобия процессов конвективного теплообмена, то в подобных процессах число Рейнольдса должно быть одинаковым.

Число Прандтля (Pr). Это число подобия определяет физические свойства жидкости:

$$\boxed{\mathrm{Pr} = \nu/a,} \qquad (19.4)$$

где a — температуропроводность жидкости, $м^2/с$.

В правой части уравнения (19.4) 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° С (с ростом температуры число Pr увеличивается). При температурах выше 130° С число Pr изменяется незначительно и его можно принять равным 1. Зависимость Pr от давления становится заметной только при состояниях жидкости, близких к критическому.

Число Пекле (Pe). Число Пекле является произведением чисел подобия Re и Pr:

$$\boxed{\mathrm{Pe} = \mathrm{Re}\cdot\mathrm{Pr} = \omega l_0/a.} \qquad (19.5)$$

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:

$$\boxed{\mathrm{Gr} = \beta g l_0^3 \Delta t/\nu^2,} \qquad (19.6)$$

где β — температурный коэффициент объемного расширения, $К^{-1}$ (для идеальных газов $\beta = 1/273{,}15\ К^{-1}$); g — ускорение свободного падения, $м/с^2$; Δt — разность между определяющими температурами жидкости и стенки, °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 о п р е д е л я ю щ е й т е м п е р а т у р е. Такой температурой может быть температура стенки, обозначаемая $t_{ст}$, или средняя температура потока жидкости, обозначаемая $t_{ж}$.

В большинстве случаев в качестве определяющей принимается температура набегающего потока жидкости (т. е. температура во входном сечении канала) или среднял по его длине.

Если отношение температур жидкости при входе в канал $t_{ж,1}$ и при выходе из него $t_{ж,2}$ меньше 2, то средняя температура жидкости по длине канала $t_{ж}$ может определяться как средняя арифметическая температура:

$$\overline{t}_{ж} = 0{,}5(t_{ж,1} + t_{ж,2}). \qquad (19.7)$$

При значительной разности температур $t_{ж,1}$ и $t_{ж,2}$ в качестве средней температуры жидкости принимается средняя логарифмическая температура

$$\boxed{\overline{t}_{ж} = \frac{\Delta t_{вх} - \Delta t_{вых}}{2{,}3 \lg (\Delta t_{вх}/\Delta t_{вых})}.} \qquad (19.8)$$

Здесь $\Delta t_{вх}$ и $\Delta t_{вых}$ — разности температур жидкости и стенки соответственно при входе в канал и при 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 в качестве 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: $Re_{d,ж}$, $Nu_{l,ст}$, $Nu_{h,ж}$ (или $Re_{ж}$, $Nu_{ст}$, $Nu_{ж}$).

Ниже, в табл. 19.1 и 19.2, приведены значения величин, входящих в рассмотренные выше числа подобия, а также значения числа Прандтля, отнесенные к температурам, указанным в первой колонке этих таблиц.

Таблица 19.1. Физические свойства сухого воздуха (при давлении $p = 101{,}325$ кПа)

Температура t, °С	Плотность ρ, кг/м³	Удельная теплоёмкость при постоянном давлении c_p, кДж/(кг·К)	Теплопроводность λ, кВт/(м·К)	Температуропроводность a, м²/с	Кинематическая вязкость ν, м²/с	Число Прандтля Pr
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	29,6	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	23,13	0,688
120	0,898	1,009	33,6	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	0,692
180	0,779	1,022	37,8	47,5	32,49	0,681
200	0,746	1,025	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

Пример 19.1. Необходимо изучить движение воздуха в трубе теплообменника, внутренний диаметр которой $d_1 = 1{,}5$ м, при скорости потока воздуха $\omega_1 = 4$ м/с. Для этого взята модель трубы $d = 0{,}15$ м. Какую скорость воздуха ω_2 нужно создать в модели, чтобы осуществить в ней гидродинамическое подобие процессов?

Решение. Поскольку процесс движения воздуха в модели должен быть гидродинамически подобен процессу в трубе, числа Рейнольдса должны быть в них равны, т. е. $Re_1 = Re_2$ или

$$\omega_1 l_{0,1}/\nu_1 = \omega_2 l_{0,2}/\nu_2.$$

Определяющими линейными размерами здесь являются диаметры труб (при движении в трубах круглого сечения) $l_{0,1} = d_1$ и $l_{0,2} = d_2$. Кроме того, $\nu_1 = \nu_2$ (в модели и в трубе теплообменника протекает одна и та же жидкость — воздух с одними и теми же значениями кинематической вязкости), поэтому $\omega_1 d_1 = \omega_2 d_2$, откуда

$$\omega_2 = \omega_1 d_1/d_2 = 4 \cdot 1{,}5/0{,}15 \text{ м/с} = 40 \text{ м/с}.$$

Таблица 19.2. Физические свойства воды на линии насыщения (при давлении $p = 101{,}325$ кПа)

Температура t, °С	Плотность ρ, кг/м³	Удельная энтальпия h, кДж/кг	Удельная теплоемкость c_p, кДж/(кг·К)	Теплопроводность λ, Вт/(м·К)	Температуропроводность a, м²/с	Кинематическая вязкость ν, мм²/с	Число Прандтля Pr
0	999,9	0	4,212	551	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
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	0,169	0,326	1,95

Таким образом, оказывается, что хотя диаметр модели меньше диаметра образца, для соблюдения гидродинамического подобия скорость жидкости в модели должна быть больше, чем в теплообменнике, в 10 раз.

Если кинематическая вязкость жидкостей в модели и в трубе теплообменника имеет разные значения ($\nu_1 \neq \nu_2$), то для сохранения гидродинамического подобия в новых условиях скорость жидкости в модели должна быть

$$\omega_2 = \omega_1 d_1 \nu_2 / (d_2 \nu_1) = 40\, \nu_2/\nu_1.$$

§ 19.4. Обобщенные математические зависимости в процессах конвективного теплообмена

Главной задачей изучения процессов конвективного теплообмена является определение коэффициента теплоотдачи α для определенных условий теплообмена. Этот коэффициент входит только в число Nu, поэтому уравнения конвективного теплообмена решаются относительно этого числа, значение которого определяется числами Re, Pr, 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.

Много было сделано в этой области за последние 10—20 лет советскими учеными. Почти все расчетные уравне-

ния, приведенные в этой главе, были получены академиком М. А. Михеевым на основе широких и глубоких экспериментальных исследований, выполненных им в области конвективного теплообмена.

Обобщенное уравнение конвективного теплообмена может быть написано в таком виде:

$$\boxed{\mathrm{Nu} = C\,\mathrm{Re}^{m}\,\mathrm{Pr}^{n}\,\mathrm{Gr}^{p}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25}.} \qquad (19.9)$$

Значения коэффициента C и показателей степени m, n и p определяются опытным путем для конкретных случаев конвективного теплообмена.

В уравнении (19.9) сложная зависимость коэффициента теплоотдачи α от большого числа физических величин (ω_0, t_0, ν, ρ, c_p, l и др.) заменяется зависимостью числа Nu только от трех чисел подобия: Re, Pr и Gr. Как будет дальше показано, в ряде случаев и эта зависимость упрощается еще больше.

§ 19.5. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости

Движение жидкости вдоль плоской стенки. Обобщенное уравнение (19.9) действительно для любых случаев конвективного теплообмена. В частном случае при вынужденном движении жидкости вдоль гладкой плиты обобщенное уравнение принимает вид

$$\mathrm{Nu}_{l,ж} = C\,\mathrm{Re}_{l,ж}^{m}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{n}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25}. \qquad (19.10)$$

Здесь определяющими величинами являются скорость потока ω_0, температура набегающего потока $t_{ж}$, длина плиты l.

Число Gr из этого уравнения исключено, так как при вынужденном движении жидкости свободная конвекция отсутствует или она настолько незначительна, что не оказывает заметного влияния на теплоотдачу.

При ламинарном движении расчетное уравнение принимает вид

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{l,ж} = 0{,}66\,\mathrm{Re}_{l,ж}^{0,5}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,33}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25};} \qquad (19.11)$$

при турбулентном движении

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{l,ж} = 0{,}037\,\mathrm{Re}_{l,ж}^{0,8}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,43}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25}} \qquad (19.12)$$

Отношением $(Pr_ж/Pr_{ст})^{0,25}$ учитывается разность температур стенки и жидкости $t_{ст} - t_ж$. Чем меньше эта разность, тем больше $(Pr_ж/Pr_{ст})^{0,25}$ приближается к единице.

Когда омывающей жидкостью является газ, то из расчетного уравнения исключается отношение чисел Pr в степени 0,25, поскольку число Pr для газов от температуры почти не зависит.

Для воздуха Pr = 0,7 и расчетные уравнения для него следующие:

при ламинарном движении

$$\boxed{Nu_{l,ж} = 0{,}57 Re_{l,ж}^{0,5}} \qquad (19.13)$$

при турбулентном движении

$$\boxed{Nu_{l,ж} = 0{,}032 Re_{l,ж}^{0,8}} \qquad (19.14)$$

В уравнениях (19.10)—(19.14) температура стенки принимается неизменной ($t_{ст} = const$).

Пример 19.2. Гладкая плита шириной $b = 1$ м и длиной $l = 1{,}2$ м обдувается сухим воздухом со скоростью $\omega_ж = 6$ м/с. Найти коэффициент теплоотдачи α и плотность теплового потока q, если температура стенки $t_{ст} = 80$ °С и средняя температура жидкости $t_ж = 20$ °С.

Решение. Определим сначала режим движения жидкости, для этого найдем число Рейнольдса: $Re_ж = \omega_ж l/\nu_ж$. Для плоской плиты определяющий линейный размер $l_b = l = 1{,}2$ м, поэтому, пользуясь табл. 19.1, находим, что при $t_ж = 20$ °С

$$\nu_ж = 15{,}06 \text{ мм}^2/\text{с} = 15{,}06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}.$$

Следовательно,

$$Re_ж = 6 \cdot 1{,}2/(15{,}06 \cdot 10^{-6}) = 4{,}78 \cdot 10^5.$$

В данном случае число $Re > 4 \cdot 10^5$, т. е. движение жидкости турбулентное. Поэтому расчет ведем по уравнению (19.14): $Nu_ж = 0{,}032\, Re_ж^{0,8}$.

В этой же таблице находим, что $\lambda_ж = 25{,}9$ Вт/(м · К) и $Re_ж^{0,8} = (4{,}78 \cdot 10^5)^{0,8} = 35 \cdot 10^3$. Следовательно,

$$Nu_ж = 0{,}032 \cdot 35 \cdot 10^3 = 1{,}12 \cdot 10^3.$$

Определяем коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = Nu_ж \lambda_ж / l_b = 1{,}12 \cdot 10^3 \cdot 25{,}9 \cdot 10^{-3}/1{,}2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}) = 24{,}2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Тепловой поток

$$\Phi = \alpha S (t_{ст} - t_{ж}) = 24{,}2 (1{,}2 \cdot 1) (80 - 20) \text{ Вт} = 1740 \text{ Вт} = 1{,}74 \text{ кВт}.$$

Плотность теплового потока

$$q = \Phi / S = 1740 / 1{,}2 \text{ Вт/м}^2 = 1450 \text{ Вт/м}^2.$$

Движение жидкости в трубе. Обобщенные уравнения для среднего значения коэффициента теплоотдачи при вынужденном движении жидкости по трубам имеют вид:

при ламинарном движении ($\mathrm{Re}_{ж} < 2 \cdot 10^3$)

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{d,ж} = 1{,}4 (\mathrm{Re}_{d,ж} d/l)^{0{,}4} \mathrm{Pr}_{ж}^{0{,}33} (\mathrm{Pr}/\mathrm{Pr}_{ст})^{0{,}25};} \qquad (19.15)$$

при турбулентном движении ($\mathrm{Re}_{ж} \geq 1 \cdot 10^4$)

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{ж} = 0{,}021 \mathrm{Re}_{ж}^{0{,}8} \mathrm{Pr}_{ж}^{0{,}43} (\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{ст})^{0{,}25}.} \qquad (19.16)$$

В уравнениях (19.15) и (19.16) определяющим размером является внутренний диаметр трубы. Эти уравнения применимы к процессам протекания жидкости по прямым трубам не только круглого, но и квадратного, прямоугольного, треугольного сечений, а также к пучкам труб. Если труба выполнена в виде змеевика, то вследствие центробежных сил, действующих на частицы движущейся жидкости, условия перемешивания жидкости улучшаются и, следовательно, коэффициент теплоотдачи увеличивается. Это учитывается поправкой

$$\varepsilon_R = 1 + 1{,}77 d/R,$$

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 α 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 ε_l, которая приводится в табл. 19.3. Из таблицы

видно, что при отношениях $l/d \geqslant 50$ влияние начального участка трубы можно не учитывать.

Таблица 19.3. Поправка ε_l

$Re_{ж.ж}$	l/d							
	1	2	5	10	20	30	40	50
$1 \cdot 10^4$	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
$1 \cdot 10^6$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,03	1,02	1,01	1

Пример 19.3. По трубе, внутренний диаметр которой $d = 50$ мм и длина $l = 3$ м, протекает вода со скоростью $\omega_ж = 0{,}8$ м/с. Найти коэффициент теплоотдачи α, если средняя температура воды $\bar{t}_{ж} = 50$ °С, а температура стенки $t_{ст} = 70$ °С.

Решение. Определим сначала характер движения воды:

$$Re_{ж} = \omega_ж l_0 / \nu_{ж},$$

Здесь $\omega_ж = 0{,}8$ м/с; $l_0 = d = 50$ мм $= 50 \cdot 10^{-3}$ м; $\nu_{ж}$ — кинематическая вязкость. Для воды при температуре 50 °С $\nu_{ж} = 0{,}555$ мм²/с $= 0{,}556 \cdot 10^{-6}$ м²/с (из табл. 19.2). Следовательно,

$$Re_{ж} = 0{,}8 \cdot 50 \cdot 10^{-3} / (0{,}556 \cdot 10^{-6}) = 72 \cdot 10^3.$$

Поскольку $Re_{ж} > 10^4$, то характер движения воды турбулентный.

Для нахождения α воспользуемся расчетным уравнением (19.16):

$$Nu_{ж} = 0{,}021\, Re_{ж}^{0,8}\, Pr_{ж}^{0,43}\, (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25},$$

где $Re_{ж}^{0,8} = (72 \cdot 10^3)^{0,8} = 7{,}7 \cdot 10^3$.

По табл. 19.2 для воды $Pr_{ж} = 3{,}54$, поэтому $Pr_{ж}^{0,43} = 3{,}54^{0,43} = 1{,}72$.

По этой же таблице при температуре поверхности стенки $t_{ст} = 70$ °С число $Pr_{ст} = 2{,}55$. Поэтому $(Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25} = (3{,}54/2{,}55)^{0,25} = 1{,}09$. Следовательно,

$$Nu_{ж} = 0{,}021\, Re_{ж}^{0,8}\, Pr_{ж}^{0,43}\, (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25} =$$

$$= 0{,}021 \cdot 7{,}7 \cdot 10^3 \cdot 1{,}72 \cdot 1{,}09 = 303.$$

Определяем коэффициент теплоотдачи по формуле (19.2) $Nu = \alpha l_0 / \lambda$, откуда получаем $\alpha = Nu_{ж} \lambda / l_0$.

Пользуясь табл. 19.2, находим, что при $t_{ж} = 50$ °С теплопроводность $\lambda_{ж} = 648$ мВт/(м · К) $= 648 \cdot 10^{-3}$ Вт/(м · К); $l_0 = d = 50 \cdot 10^{-3}$ м.

После подстановок получаем $\alpha = Nu_{ж} \lambda / l_0 = 303 \cdot 648 \times 10^{-3} / (50 \cdot 10^{-3})$ Вт/(м² · К) $= 3920$ Вт/(м² · К) $= 3{,}92$ кВт/(м² · К). (В данном случае $l/d \geqslant 50$, поэтому поправку на влияние длины трубы ε_l не учитываем.)

Если труба изогнута в виде змеевика диаметром $d = 600$ мм,

то коэффициент теплоотдачи $\alpha = 3{,}92\,(1+1{,}77\cdot 50/300)$ кВт/(м²·К) = = 5,08 кВт/(м²·К).

Обтекание одиночной трубы поперечным потоком жидкости. При таком обтекании (рис. 19.3) значение коэффициента α по окружности трубы неодинаково. Максимальное значение его обычно бывает на лобовой части трубы (на рисунке — левой), когда $\angle\varphi = 0°$. Минимальное значение коэффициент α имеет при угле $\varphi \approx 100°$, затем в зоне образования вихрей α снова увеличивается вследствие лучшего перемешивания частиц обтекающей жидкости.

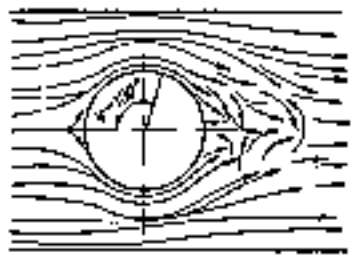


Рис. 19.3. Обтекание одиночной трубы поперечным потоком жидкости

Обобщенные уравнения для определения среднего значения коэффициента теплоотдачи α по периметру трубы получаются из уравнения (19.8) путем исключения из него числа Грасгофа Gr, поскольку свободной конвекции жидкости при вынужденном обтекании трубы нет. Значения коэффициента C и показателя степени n определены опытным путем. Таким образом, расчетными уравнениями для рассматриваемого случая конвективного теплообмена являются следующие:

при $\mathrm{Re}_{d,\,ж} < 10^3$

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{d,\,ж} = 0{,}56\mathrm{Re}_{d,\,ж}^{0,5}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,36}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25};} \qquad (19.17)$$

при $\mathrm{Re}_{d,\,ж} > 10^3$

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{d,\,ж} = 0{,}28\mathrm{Re}_{d,\,ж}^{0,6}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,36}\,(\mathrm{Pr}_{ж}/\mathrm{Pr}_{ст})^{0,25}.} \qquad (19.18)$$

Для воздуха оба эти уравнения упрощаются и принимают вид:

при $\mathrm{Re}_{d,\,ж} < 10^3$ $\quad \boxed{\mathrm{Nu}_{d,\,ж} = 0{,}49\mathrm{Re}_{d,\,ж}^{0,5};} \qquad (19.19)$

при $\mathrm{Re}_{d,\,ж} > 10^3$ $\quad \boxed{\mathrm{Nu}_{d,\,ж} = 0{,}245\mathrm{Re}_{d,\,ж}^{0,6}.} \qquad (19.20)$

В уравнениях (19.17)—(19.20) 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 и др.) более сложен. Кроме того, подсчитываемые по этим зависимостям значения коэффициента теплоотдачи α относятся к потоку жидкости, движущемуся перпендикулярно оси трубы. При уменьшении угла атаки* ψ коэффициент α уменьшается.

Пример 19.4. Найти коэффициент теплоотдачи в поперечном потоке воздуха для отдельно лежащей трубы $d = 20$ мм, если $t_{ж} = 30$ °С и скорость воздуха $w_0 = 5$ м/с.

Р е ш е н и е. Предварительно определим значение Re по формуле (19.3). Определяющий размер при поперечном омывании трубы $l_0 = d_{н}$.

Для воздуха температурой 30 °С кинематическая вязкость $\nu_{ж} = 16$ мм^2/с $= 16 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, тогда

$$\mathrm{Re}_{ж} = w_0 l_0 / \nu_{ж} = 5 \cdot 20 \cdot 10^{-3} / (16 \cdot 10^{-6}) = 6{,}25 \cdot 10^3.$$

При таком значении $\mathrm{Re}_{ж}$ для нахождения α воспользуемся уравнением (19.20): $\mathrm{Nu}_{ж} = 0{,}245\ \mathrm{Re}_{ж}^{0.6} = 0{,}245\ (6{,}25 \cdot 10^3)^{0.6} = 46{,}5$. Следовательно,

$$\alpha = \mathrm{Nu}_{ж} \lambda_{ж} / d = 46{,}5 \cdot 26{,}7 \cdot 10^{-3} / (20 \cdot 10^{-3}) \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)} = 62{,}1 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Здесь значение $\lambda_{ж} = 26{,}7$ мВт/(м · К) $= 26{,}7 \cdot 10^{-3}$ Вт/(м · К) взято из табл. 19.1 для воздуха, температура которого $t_{ж} = 30$ °С.

Обтекание пучка труб поперечным потоком жидкости. Если в поперечном потоке жидкости расположена не одиночная труба, а пучок труб, то интенсивность теплоотдачи зависит не только от факторов, влияющих на теплоотдачу одиночной трубы, но и от взаимного расположения труб в пучке.

В практических условиях обычно применяют коридорное и шахматное расположение труб в пучке (рис. 19.4).

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 значении числа Рейнольдса

* Углом атаки в данном случае является угол, образованный линией направления потока и осью трубы.

($Re_ж < 10^3$) такой же характер режима движения может сохраниться и в потоке, движущемся в пучке. При $Re_ж = 10^3 \div 10^5$ и ламинарном режиме движения набегающего потока в пучке образуется турбулентный режим и, наконец, при $Re_ж \geq 10^5 \div 2 \cdot 10^5$ 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 ($Re = 10^3 \div 10^5$), когда в набегающем потоке сохра-

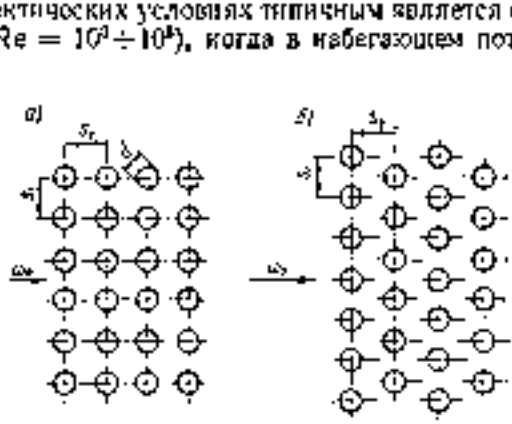


Рис. 19-4. Пучки с коридорным (*а*) и с шахматным (*б*) расположением труб

няется 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 α увеличивается только от первого до третьего ряда труб, а начиная с третьего ряда принимает постоянное значение.

В шахматном пучке для первого и второго рядов труб коэффициент $\alpha_1 = 0{,}6\,\alpha_3$ и $\alpha_2 = 0{,}7\alpha_3$, при коридорном расположении труб $\alpha_1 = 0{,}6\alpha_3$ и $\alpha_2 = 0{,}9\alpha_3$, где α_3 — коэффициент теплоотдачи третьего и последующих рядов труб.

Значения α_1 и α_2 являются приблизительными. Например, если режим течения уже в набегающем потоке турбулентный, то может оказаться, что $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \ldots = \alpha_n$.

Средние значения коэффициента теплоотдачи α по периметру трубы для одного ряда труб в зависимости от расположения их в пучке и от характера движения жидкости могут быть подсчитаны по следующим расчетным уравнениям:

коридорное расположение труб в пучке:

при $\mathrm{Re}_{d,\text{ж}} < 10^3$

$$\mathrm{Nu}_{d,\text{ж}} = 0{,}56\mathrm{Re}_{d,\text{ж}}^{0,5}\,\mathrm{Pr}_{\text{ж}}^{0,36}\,(\mathrm{Pr}_{\text{ж}}/\mathrm{Pr}_{\text{ст}})^{0,25}; \qquad (19.21)$$

при $\mathrm{Re}_{d,\text{ж}} > 10^3$

$$\mathrm{Nu}_{d,\text{ж}} = 0{,}22\mathrm{Re}_{d,\text{ж}}^{0,65}\,\mathrm{Pr}_{\text{ж}}^{0,36}\,(\mathrm{Pr}_{\text{ж}}/\mathrm{Pr}_{\text{ст}})^{0,25}; \qquad (19.22)$$

шахматное расположение труб в пучке:

при $\mathrm{Re}_{d,\text{ж}} < 10^3$

$$\mathrm{Nu}_{d,\text{ж}} = 0{,}50\mathrm{Re}_{d,\text{ж}}^{0,5}\,\mathrm{Pr}_{\text{ж}}^{0,36}\,(\mathrm{Pr}_{\text{ж}}/\mathrm{Pr}_{\text{ст}})^{0,25}; \qquad (19.23)$$

при $\mathrm{Re}_{d,\text{ж}} > 10^3$

$$\mathrm{Nu}_{d,\text{ж}} = 0{,}40\mathrm{Re}_{d,\text{ж}}^{0,6}\,\mathrm{Pr}_{\text{ж}}^{0,36}\,(\mathrm{Pr}_{\text{ж}}/\mathrm{Pr}_{\text{ст}})^{0,25}. \qquad (19.24)$$

Для воздуха расчетные уравнения следующие:
коридорное расположение труб в пучке:

при $\mathrm{Re}_{d,\text{в}} < 10^3$ $\quad \mathrm{Nu}_{d,\text{в}} = 0{,}49\mathrm{Re}_{d,\text{в}}^{0,5}$; $\qquad (19.25)$

при $\mathrm{Re}_{d,\text{в}} > 10^3$ $\quad \mathrm{Nu}_{d,\text{в}} = 0{,}194\mathrm{Re}_{d,\text{в}}^{0,65}$; $\qquad (19.26)$

шахматное расположение труб в пучке:

при $\mathrm{Re}_{d,\infty} < 10^3$ $$\mathrm{Nu}_{d,\infty} = 0{,}49\mathrm{Re}_{d,\infty}^{0{,}61}, \quad (19.27)$$

при $\mathrm{Re}_{d,\infty} > 10^3$ $$\mathrm{Nu}_{d,\infty} = 0{,}35\mathrm{Re}_{d,\infty}^{0{,}6}. \quad (19.28)$$

Уравнения (19.21)—(19.28) действительны для потока жидкости, направленного перпендикулярно трубам в пучке. Для иных углов атаки этот коэффициент уменьшается. Соответствующие значения поправки ε_ψ в зависимости от угла атаки ψ приводятся в табл. 19.4.

Таблица 19.4. Поправка ε_ψ в зависимости от угла атаки ψ

ψ, град	90	80	70	60	50	40	30	20	10
ε_ψ	1	1	0,98	0,94	0,88	0,78	0,67	0,52	0,42

При расчетах теплопередачи в пучках труб среднее значение коэффициента теплоотдачи $\alpha_{пуч}$ для всего пучка, состоящего из n рядов, определяется по уравнению

$$\alpha_{пуч} = \frac{\alpha_1 S_1 + \alpha_2 S_2 + \alpha_3 S_3 + \ldots + \alpha_n S_n}{S_1 + S_2 + S_3 + \ldots + S_n},$$

где S_1, S_2, S_3, ..., S_n — суммарные площади поверхности нагрева труб соответственно в первом, втором и других рядах; α_1, α_2, α_3, ..., α_n — коэффициенты теплоотдачи в трубах этих рядов.

Так как не только диаметры, но и длины труб в пучке одинаковы, то $S_1 = S_2 = S_3 = \ldots = S_n = S$, кроме того, учитывая, что $\alpha_3 = \alpha_4 = \ldots = \alpha_n$, можно написать

$$\alpha_{пуч} = \frac{[\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 (n-2)] S}{nS} = \frac{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 (n-2)}{n}.$$

Обозначив α_1 и α_2 через α 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

$$\alpha_{пуч} = (0{,}6 + 0{,}9 + n - 2)\alpha/n = (n - 0{,}5)\alpha/n, \quad (19.29)$$

для шахматного

$$\alpha_{пуч} = (0{,}6 + 0{,}7 + n - 2)\alpha/n = (n - 0{,}7)\alpha/n. \quad (19.30)$$

Пример 19.5. Найти коэффициент теплоотдачи $\alpha_{\phi,пуч}$ для восьмирядного коридорного пучка, если диаметр труб $d = 40$ мм, средняя температура воздуха $t_ж = 300$ °С, средняя скорость воздуха в узком сечении $w_ж = 10$ м/с, угол атаки $\varphi = 60°$.

Р е ш е н и е. Найдем предварительно числа Рейнольдса по формуле (19.3). При температуре воздуха 300° С (табл. 19.1):

$$\lambda_ж = 46 \text{ кВт/ (м · К)} = 46 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/ (м · К)}; \nu_ж = 48{,}33 \text{ мм}^2/\text{с} = 48{,}33 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \quad Re_ж = w_1 l_0/\nu_ж = w_1 d_{III}/\nu_ж = 10 \cdot 40 \times 10^{-3}/(48{,}33 \cdot 10^{-6}) = 8{,}29 \cdot 10^3 \text{ (т. е. } Re_ж > 10^3).$$

Следовательно, можем воспользоваться расчетным уравнением (19.26).

Здесь $Re_ж^{0{,}65} = (8{,}29 \cdot 10^3)^{0{,}65} = 353$, поэтому

$$Nu_ж = 0{,}194 Re_ж^{0{,}65} = 0{,}194 \cdot 353 = 68{,}5.$$

Находим коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = Nu_ж \lambda_ж / d = 68{,}5 \cdot 46 \cdot 10^{-3}/(40 \cdot 10^{-3}) \text{ Вт/ (м}^2 \cdot \text{К)} = 79{,}0 \text{ Вт/ (м}^2 \cdot \text{К)}.$$

(Здесь значение $\lambda_ж = 46$ кВт/ (м · К) $= 46 \cdot 10^{-3}$ Вт/ (м · К) взято из табл. 19.1.)

Средний коэффициент теплоотдачи $\alpha_{пуч}$ для коридорного пучка определяем по уравнению (19.29):

$$\alpha_{пуч} = (n - 0{,}5)\alpha/n = (8 - 0{,}5) \cdot 79{,}8 \text{ Вт/ (м}^2 \cdot \text{К)} = 74 \text{ Вт/ (м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Теперь вводим поправку на угол атаки ψ (по табл. 19.4). При $\psi = 60°$ $\varepsilon_\psi = 0{,}94$.

Следовательно, $\alpha_{\psi,пуч} = \varepsilon_\psi \alpha_{пуч} = 0{,}94 \cdot 74 \text{ Вт/ (м}^2 \cdot \text{К)} = 0{,}69 \text{ Вт/ (м}^2 \cdot \text{К)}$.

§ 19.6. 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.

Такая циркуляция используется для обогрева помещений отопительными приборами (например, радиаторами центрального отопления).

Для нахождения среднего значения коэффициента теплоотдачи при свободном движении жидкости в больших пространствах получены следующие обобщенные зависимости:

для ламинарного режима движения при горизонтальных трубах в пределах значений $10^3 < Gr_{d,ж}Pr_{ж} < 10^8$

$$\boxed{Nu_{d,ж} = 0{,}50\,(Gr_{d,ш}\,Pr_{ш})^{0{,}25}\,(Pr_{ш}/Pr_{ст})^{0{,}25};} \quad (19.31)$$

для ламинарного режима движения при вертикальных поверхностях труб, плоских стенок в пределах значений $10^3 < Gr_{h,ж}Pr_{ж} < 10^9$

$$\boxed{Nu_{h,ж} = 0{,}76\,(Gr_{h,ш}\,Pr_{ш})^{0{,}25}\,(Pr_{ш}/Pr_{ст})^{0{,}25};} \quad (19.32)$$

для турбулентного режима движения при вертикальных поверхностях труб, плоских стенок, когда $Gr_{h,ж}Pr_{ж} > 10^9$,

$$\boxed{Nu_{h,ш} = 0{,}15\,(Gr_{h,ш}\,Pr_{ш})^{0{,}33}\,(Pr_{ш}/Pr_{ст})^{0{,}25}.} \quad (19.33)$$

В уравнении (19.31) для горизонтальных труб характерным размером является $l_0 = d$, а в уравнениях (19.32) и (19.33) (для вертикальных труб и плоских стенок) $l_0 = h$. Определяющая температура (во всех трех уравнениях) — температура окружающей среды $t_{ж}$.

§ 19.7. Особые случаи процессов теплоотдачи

Теплоотдача от жидких металлов к стенке. Для определения коэффициента теплоотдачи при вынужденном турбулентном движении ($Re_{ш} = 10^4 \div 10^6$; $Pr_{ш} = 0{,}004 \div 0{,}032$ и $l/d > 30$) жидких щелочных и тяжелых металлов (натрий, калий, литий, ртуть, олово и др.) рекомендуется следующее уравнение:

$$\boxed{Nu_{ж} = 4{,}5 + 0{,}014\,(Re_{ш}\,Pr_{ш})^{0{,}8}.} \quad (19.34)$$

Поправку ε_l на длину трубы при $l/d < 30$ определяют по формуле

$$\boxed{\varepsilon_l = 1{,}72\,(d/l)^{0{,}14}.} \quad (19.35)$$

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:

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{ж} = C\,\mathrm{Gr}_{ж}^{n}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,4},} \qquad (19.36)$$

В частности, при ламинарном режиме движения ($\mathrm{Gr}_{ж} = 10^{3} \div 10^{8}$)

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{ж} = 0{,}52\mathrm{Gr}_{ж}^{0,25}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,4},} \qquad (19.37)$$

а при турбулентном режиме ($\mathrm{Gr} = 10^{9} \div 10^{13}$)

$$\boxed{\mathrm{Nu}_{ж} = 0{,}106\mathrm{Gr}_{ж}^{0,33}\,\mathrm{Pr}_{ж}^{0,4}.} \qquad (19.38)$$

За определяющую принимается средняя температура жидкости (в пограничном слое) $\bar{t} = 0{,}5\,(t_{ж} + t_{ст})$, 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 (19.1) 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 потока до нуля.

При больших скоростях потока, когда число Маха M больше единицы ($M = \omega_0/c_{ж}$, где ω_0 — скорость потока, а $c_{ж}$ — скорость распространения звука в потоке), плотность теплового потока q определяют по формуле

$$\boxed{q = \alpha\,(t_{р} - t_{ст}),} \qquad (19.39)$$

где α — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К); $t_{р}$ — равновесная температура потока, °С (эта температура относится к случаю, когда теплообмен между жидкостью и стенкой отсутствует и, следовательно, температуры их сравниваются, иными словами, наступает равновесие между температурой жидкости в пограничном слое, т. е. у поверхности стенки, и температурой поверхности стенки). Температура в пограничном слое при больших скоростях потока стано-

вится 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; $t'_{ст}$ — температура поверхности стенки, °С.

Равновесную температуру потока определяют по формуле

$$t_р = t_ж + r\omega_0^2/(2c_p),$$

где $t_ж$ — температура потока, °С; ω_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 $t_{ст}$ выше температуры кипения $t_к$, 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, как и рост пузырьков до отрыва, приводит к интенсивной циркуляции и перемешиванию жидкости в пограничном слое, в результате усиливается теплоотдача от поверхности стенки к жидкости.

При увеличении температурного напора Δt, равного разности $t_{ст} - t_к$, 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 отвода теплоты от греющей твердой стенки и может привести к перегреву и даже к прогару ее. Поэтому теплообменные аппараты, в которых происходит 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 α при давлениях в пределах 0,1—4 МПа:

$$\alpha = 4{,}44 q^{0{,}7} p^{0{,}15}; \qquad (19.40)$$

$$\alpha = 106 \Delta t^{2{,}33} p^{0{,}5}, \qquad (19.41)$$

где p — давление пара, МПа; $\Delta t = t_{ст} - t_s$ — температурный напор, °С; q — поверхностная плотность теплового потока, Вт/м².

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 каких-либо 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 (19.1). Имея в виду, что плотность теплового потока $q = \Phi/S$, можно уравнение Ньютона—Рихмана представить в таком виде:

$$q = \alpha (t_ж - t_{ст}).$$

Здесь среднее значение коэффициента α при конденсации пара на вертикальной стенке или вертикальной трубе небольшой высоты может быть определено по формуле

$$\alpha = 0{,}943 A \varepsilon_l \sqrt[4]{h \Delta t}; \qquad (19.42)$$

если же конденсация происходит на поверхности горизонтальной трубы, то

$$\alpha = 0{,}728 A \varepsilon_l / \sqrt[4]{d_н \Delta t}, \qquad (19.43)$$

где $\Delta t = t_н - t_{ст}$ — разность температур жидкости и стенки, °С; h — высота трубы или вертикальной стенки, м; A — поправка, учитывающая физические свойства жидкости. Значения A для воды приведены в табл. 19.5; $d_н$ — наружный диаметр трубы, м; ε_l — поправка, учитывающая зависимость физических свойств жидкости от ее температуры. Значения ε_l для воды приведены в табл. 19.6.

Таблица 19.5. Поправка A для воды

$t_н$, °С	100	120	150	180	210	250	280	310	340
$p_н$, МПа	0,101	0,199	0,476	1,001	1,91	3,98	6,42	9,87	14,61
$10^{-3} A$	12,2	12,7	13,0	13,2	13,0	12,3	11,0	9,8	7,9

Таблица 19.6. Поправка ε_l для воды

Δt, °С	p, МПа				
	0,1	0,5	1	10	15
10	0,985	0,990	0,993	1,01	1,02
20	0,987	0,992	0,995	1,01	1,03
50	0,990	0,990	0,999	1,02	1,04

Пример 19.6. Определить коэффициент теплоотдачи и температурный напор при пузырьковом кипении воды и при давлении 1 МПа, если плотность теплового потока $q = 1{,}5$ МВт/м².

Решение. 1. По уравнению (19.40):

$$\alpha = 4{,}44 q^{0{,}1} p^{0{,}15} = 4{,}44 (1{,}5 \cdot 10^6)^{0{,}7} (1 \cdot 10^6)^{0{,}15} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)} =$$
$$= 742{,}3 \text{ кВт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

2. Температурный напор Δt определяем из уравнения Ньютона — Рихмана $q = \alpha (t_ж - t_{ст}) = \alpha \Delta t$, откуда

$$\Delta t = q/\alpha = 1{,}5 \cdot 10^6 / 742{,}3 \cdot 10^3 \text{ °С} = 2{,}02 \text{ °С}.$$

Пример 19.7. Определить средний коэффициент теплоотдачи при конденсации водяного пара атмосферного давления на поверхности горизонтальной трубы с наружным диаметром $d_н = 16$ мм, если температура поверхности стенки трубы $t_{ст} = 90$ °С.

Решение. Воспользуемся формулой (19.32): $\alpha = 0{,}728 A \varepsilon_l / \sqrt[4]{d_н \Delta t}$.

Значения поправок A и ε_l находим в табл. 19.5 и 19.6: $A = 12{,}2 \cdot 10^{-3}$; $\varepsilon_l = 0{,}967$ (при $\Delta t = t_s - t_{cr} = 100 - 80 = 20$ °С). Тогда

$$\alpha = 0{,}728 \cdot 12{,}2 \cdot 10^3 \cdot 0{,}967 \sqrt[4]{16 \cdot 10^{-3} \cdot 20}\ \text{Вт/(м}^2 \cdot \text{К)} = 11\,400\ \text{Вт/(м}^2 \cdot \text{К)} = 11{,}4\ \text{кВт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Пример 19.8. Для условий предыдущего примера определить тепловой поток и массовый расход конденсата, выпадающего на поверхности трубы длиной 1 м.

Решение. 1. Тепловой поток Φ определяем по уравнению $\Phi = \alpha S (t_{in} - t_{cr})$, где S — площадь наружной поверхности трубы

$$S = \pi d_n l = 3{,}14 \cdot 16 \cdot 10^{-3} \cdot 1\ \text{м}^2 = 50{,}2 \cdot 10^{-3}\ \text{м}^2.$$

Следовательно,

$$\Phi = 11{,}4 \cdot 10^3 \cdot 50{,}2 \cdot 10^{-3} \cdot 20\ \text{Вт} = 11450\ \text{Вт} = 11{,}45\ \text{кВт}.$$

2. Теплота, которую нужно отвести от сухого насыщенного пара массой 1 кг, чтобы превратить его в жидкость, должна равняться теплоте парообразования r. Поэтому

$$m_l = 11{,}45 \cdot 10^3 / (2{,}26 \cdot 10^6)\ \text{кг/с} = 5{,}06 \cdot 10^{-3}\ \text{кг/с}.$$

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 α при движении 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?

Глава 20

ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

§ 20.1. 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 λ, а следовательно, и своими свойствами.

Различают следующие виды излучения: космическое, γ-излучение, рентгеновское, ультрафиолетовое, видимое, инфракрасное и радиоизлучение. В теплотехнике наибольший интерес представляет тепловое излучение. При температурах до 1500° С такое излучение в основном инфракрасное и частично видимое (свет).

Лучистой энергией называют физическую величину, равную испускаемой, переносимой и воспринимаемой энергии излучения. Единица лучистой энергии в СИ — джоуль (Дж), как и других видов энергии.

Отношение лучистой энергии ко времени излучения называют *лучистым потоком*:

$$\Phi = Q/t,$$

где Φ — лучистый поток; Q — лучистая энергия; t — время излучения. Если Q выражено в Дж, t — в с, то Φ 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:

$$E = \Phi/S,$$

где M — излучательность; E — облученность, Вт/м^2.

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 Φ_a, от-

ражённую — через Φ_ρ и пропущенную сквозь тело — через Φ_τ. Очевидно, что $\Phi_\alpha + \Phi_\rho + \Phi_\tau = \Phi$, где Φ — лучистый поток. Разделив обе части этого равенства на Φ, получим: $\Phi_\alpha/\Phi + \Phi_\rho/\Phi + \Phi_\tau/\Phi = 1$. Обозначим $\Phi_\alpha/\Phi = \alpha$, $\Phi_\rho/\Phi = \rho$, $\Phi_\tau/\Phi = \tau$. Тогда $\alpha + \rho + \tau = 1$. Здесь α — коэффициент поглощения; ρ — коэффициент отражения; τ — коэффициент пропускания.

Если поверхность поглощает весь падающий на нее поток излучения ($\alpha = 1$; $\rho = 0$, $\tau = 0$), то она называется *черной*. Если гладкая поверхность отражает весь падающий на нее поток излучения ($\alpha = 0$; $\rho = 1$; $\tau = 0$), причем под тем же углом, под которым он падает на нее, то такую поверхность называют *зеркальной*. Если же поверхность шероховатая, то луч, падающий на нее, расщепляется при отражении в различных направлениях. Такая поверхность называется *белой*, а отражение — *диффузным*.

Если сквозь тело проходит весь падающий на нее поток излучения, то такое тело называется *прозрачным* ($\alpha + \rho = 0$).

В природе черных, белых и прозрачных тел не существует; они рассматриваются как научные абстракции, но некоторые реальные тела по своим свойствам могут более или менее приближаться к этим абстракциям.

Все реально существующие тела называются *серыми*. Для них $\alpha + \rho + \tau = 1$.

Большинство твердых и жидких (капельных) тел излучают волны всех длин от 0 до ∞, 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 ве-

личины, после обозначения которых приводится в скобках обозначение длины волны, например $J(\lambda)$, обозначают спектральные величины для данной длины волны. Все величины с индексом «0» характеризуют черное тело.)

Закон Планка. *Интенсивность излучения черного тела и любого реального тела зависит от термодинамической температуры и длины волны.*

На рис. 20.1 представлена зависимость интенсивности излучения черного тела, т. е. тела, испускающего лучи всех длин волн (от $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$), от длины волны λ и термодинамической температуры T. Из этого рисунка видно, что при длине волны $\lambda = 0$ интенсивность излучения $J_0(\lambda) = 0$; с увеличением длины волны интенсивность излучения увеличивается, а при некотором значении λ достигает максимума, затем уменьшается, принимая значение, равное нулю при длине волны, равной бесконечности. Кроме того, из рисунка видно, что интенсивность излучения для одной и той же длины волны тем больше, чем больше температура поверхности T.

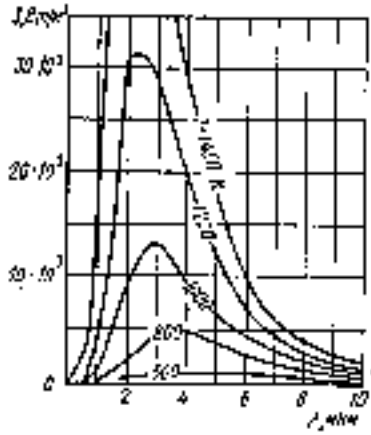


Рис. 20.1. Зависимость интенсивности излучения черного тела от длины волны

Закон Вина. По закону Вина *максимальная интенсивность излучения соответствует длине волны, определяемой по формуле*

$$\lambda_{0,\max} = 2{,}9/(10^3 T), \qquad (20.1)$$

где T — термодинамическая температура поверхности, К.

Из этой формулы, так же как и из рис. 20.1, видно, что с повышением температуры интенсивность излучения смещается (в сторону коротких волн). Поэтому закон Вина называется также *законом смещения*.

Закон Стефана—Больцмана. Стефан (1879) и Больцман (1884) установили, что *излучательность черного тела прямо пропорциональна его термодинамической температуре в четвертой степени*:

$$M_0 = \sigma_0 T^4, \qquad (20.2)$$

$$\Phi_0 = \sigma_0 S T^4, \qquad (20.2a)$$

где Φ_0 — поток излучения черного тела, Вт; σ_0 — постоянная Стефана—Больцмана, равная $5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/ (м^2 · К^4); S — площадь поверхности излучения, м^2.

Для удобства вычислений формулу (20.2а) представляют в следующем расчетном виде:

$$\Phi_0 = C_0 S (T/100)^4, \qquad (20.2б)$$

где C_0 — коэффициент излучения черного тела, равный 5,67 Вт/(м^2 · К^4).

Для реальных тел вводится понятие о сером излучении, аналогичном излучению черного тела, обладающего сплошным спектром. Однако интенсивность серого излучения для каждой длины волны и при любой температуре составляет только часть интенсивности излучения черного тела $J_0(\lambda)$: $J(\lambda) = \varepsilon J_0(\lambda)$, откуда следует, что

$$\varepsilon = J(\lambda)/J_0(\lambda) = \text{const}, \qquad (20.3)$$

где ε — коэффициент черноты серого тела, зависящий от его физических свойств ($\varepsilon < 1$).

Поток излучения серого тела определяют по формуле, аналогичной (20.2б):

$$\Phi = \varepsilon \Phi_0 = CS (T/100)^4, \qquad (20.4)$$

где C — коэффициент излучения серого тела, зависящий от физических свойств тела, от состояния поверхности или от ее шероховатости, от температуры поверхности и длины волны, Вт/ (м^2 · К^4);

$$C = \varepsilon C_0. \qquad (20.5)$$

Значения коэффициента черноты ε для некоторых материалов приведены в табл. 20.1.

Для черного тела $\varepsilon = 1$, а для белого $\varepsilon = 0$.

Закон Кирхгофа. По этому закону *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 той же температуре.*

Это значит, если тело обладает малым коэффициентом поглощения, то оно обладает и малым коэффициентом излучения. Черное тело, имеющее максимальный коэффициент

Таблица 20.1. Коэффициент черноты ε для некоторых материалов

Материал	Температура, °С	ε
Алюминий полированный	50—500	0,04—0,06
Сталь листовая шлифованная блестящая	50	0,1
Чугун с необработанной поверхностью	50	0,81
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	0,88—0,93
Стекло	20—100	0,91—0,94
Сажа ламповая	20—400	0,95
Лак черный, матовый	40—100	0,96—0,98
Лак белый	40—100	0,80—0,95
Краски масляные различных цветов	100	0,92—0,96

поглощения $\alpha = 1$, обладает и максимальным коэффициентом излучения. Белое тело, у которого коэффициент поглощения $\alpha = 0$, не способно излучать энергию. Из закона Кирхгофа следует, что коэффициент черноты серого тела ε при одной и той же температуре равен коэффициенту поглощения α

$$\varepsilon = \alpha. \qquad (20.6)$$

Закон Ламберта

Закон Ламберта устанавливает зависимость излучательности черного тела и тех, обладающих диффузным излучением, от направления излучения.

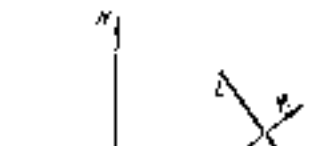


Рис. 20.2. К объяснению закона Ламберта

Согласно этому закону количество энергии, излучаемой в перпендикулярном направлении к поверхности излучения K (рис. 20.2, луч ON), является максимальным. Количество энергии, излучаемой в других направлениях, меньше, чем в перпендикулярном, и пропорционально $\cos\varphi$, где φ — угол, составленный направлением излучения OM с нормалью к лучевоспринимающей поверхности L (луч OM).

§ 20.2. Теплообмен излучением между твердыми телами

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; температуры стенок T_1 и T_2, причем $T_1 > T_2$. Площади поверхностей излучения соответственно $S_1 = S_2 = S$ (рис. 20.3).

Расчетное уравнение для потока излучения Φ имеет следующий вид:

$$\Phi_{1,2} = C_{пр} S\,[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \qquad (20.7)$$

где $C_{пр}$ — приведенный коэффициент излучения двух стенок, Вт/(м² · К⁴), равный $C_{пр} = \varepsilon_{пр} C_0$ (здесь $\varepsilon_{пр}$ — приведенный коэффициент черноты двух стенок).

Приведенный коэффициент черноты и приведенный коэффициент излучения определяются по формулам:

$$\varepsilon_{пр} = 1/(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1); \qquad (20.8)$$

$$C_{пр} = 1/(1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_0), \qquad (20.9)$$

где ε_1, ε_2 — коэффициенты черноты поверхностей соответственно первой и второй стенок; C_1, C_2 — коэффициенты излучения первой и второй стенок, Вт/(м² · К⁴).

Теплообмен излучением между двумя плоскими параллельными стенками при наличии экрана между ними. *Экраном* называется тонкий металлический лист с большой отражательной способностью, устанавливаемый между двумя поверхностями для уменьшения теплообмена между ними.

Пусть между двумя параллельными серыми телами *1* и *2* (рис. 20.4) 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 $S_э = S$ и температурой $T_э$. Коэффициенты черноты поверхностей и экрана равны соответственно $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_э$.

Поток излучения от поверхности *1* к экрану

$$\Phi_{1,э} = \varepsilon'_{пр} C_0 S\,[(T_1/100)^4 - (T_э/100)^4]. \qquad (а)$$

Поток излучения от экрана к поверхности 2

$$\Phi_{э,2} = \varepsilon'_{пр} C_0 S \left[(T_э/100)^4 - (T_2/100)^4\right]. \qquad (б)$$

Поток излучения от поверхности 1 к поверхности 2 при отсутствии экрана

$$\Phi_{1,2} = \varepsilon''_{пр} C_0 S \left[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4\right]. \qquad (в)$$

В формулах (а), (б) и (в) $\varepsilon'_{пр} = \varepsilon''_{пр} = \varepsilon'''_{пр}$ (поскольку $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_э$).

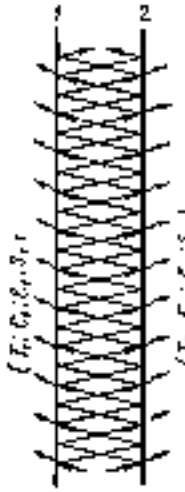


Рис. 20.3. Схема теплообмена между двумя плоскими параллельными стенками

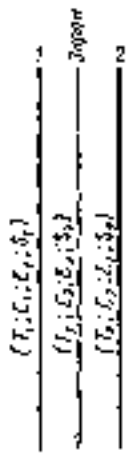


Рис. 20.4. К процессу теплообмена между двумя плоскими параллельными стенками с экраном между ними

При установившемся процессе теплообмена излучением

$$\Phi_{1,э} = \Phi_{э,2}. \qquad (г)$$

При этом условии

$$\varepsilon'_{пр} C_0 S \left[(T_1/100)^4 - (T_э/100)^4\right] = \varepsilon''_{пр} C_0 S \left[(T_э/100)^4 - (T_2/100)^4\right].$$

После сокращения получим

$$(T_1/100)^4 - (T_э/100)^4 = (T_э/100)^4 - (T_2/100)^4.$$

Из этого равенства следует, что

$$(T_э/100)^4 = 0{,}5\left[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4\right].$$

Подставляя значение $(T_2/100)^4$ в равенства (а) и (б) и имея в виду равенство (г), получим

$$\Phi_{1,3} = \Phi_{3,2} = 0{,}5\varepsilon_{пр} C_0 S \left[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4\right]. \quad (д)$$

Сопоставляя уравнение (д) с уравнением (в), можно написать

$$\boxed{\Phi_{1,3} = \Phi_{3,2} = 0{,}5\Phi_{1,2}}. \quad (20.10)$$

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, а при установке трех экранов — в четыре 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 поверхности S_1 находится внутри другого тела с площадью поверхности S_2, определяется по формуле, аналогичной формуле (20.7):

$$\Phi = \varepsilon_{пр} C_0 S_1 \left[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4\right] =$$
$$= C_{пр} S_1 \left[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4\right], \quad (20.11)$$

где $\varepsilon_{пр}$ — приведенный коэффициент черноты,

$$\varepsilon_{пр} = 1/\left[1/\varepsilon_1 + S_1/S_2 \left(1/\varepsilon_2 - 1\right)\right]; \quad (20.12)$$

$C_{пр}$ — приведенный коэффициент излучения,

$$C_{пр} = 1/\left[1/C_1 + S_1/S_2 \left(1/C_2 - 1/C_0\right)\right]. \quad (20.13)$$

§ 20.3. Теплообмен излучением между газами и твердой стенкой

Одноатомные и двухатомные газы считаются прозрачными, поскольку они обладают малой излучательностью, а следовательно, и малой поглощательностью. Трехатомные (CO_2, H_2O, SO_2 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 серых газоходах котельного агрегата, в которых они движутся при относительно высоких температурах. Спектры излучения трехатомных газов

имеют резко выраженный селективный, т. е. избирательный, 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 газом и стенками канала, по которому движется газ, очень сложен: его выполняют с помощью графиков и таблиц.

Коэффициент теплоотдачи излучением можно определить по формуле

$$\alpha_л = \frac{\varepsilon_{ст}' C_0}{T_г - T_{ст}} \left[\varepsilon_г \left(\frac{T_г}{100} \right)^4 - \varepsilon_г' \left(\frac{T_{ст}}{100} \right)^4 \right], \qquad (20.14)$$

где $\alpha_л$ — коэффициент теплоотдачи излучением, Вт/(м² · К); $\varepsilon_{ст}'$ — эффективный коэффициент черноты поглощательных поверхностей стенки, учитывающий излучение газов,

$$\varepsilon_{ст}' = 0{,}5\,(\varepsilon_{ст} + 1), \qquad (20.15)$$

где $\varepsilon_{ст}$ — коэффициент черноты поглощательных поверхностей стенки; $\varepsilon_г'$ — суммарный коэффициент черноты газов,

$$\varepsilon_г' \approx \varepsilon_{CO_2} + \beta\varepsilon_{H_2O}, \qquad (20.16)$$

где ε_{CO_2} и ε_{H_2O} — коэффициенты черноты углекислого газа и водяных паров; β — поправочный коэффициент, которым учитывается парциальное давление водяных паров; $\varepsilon_г'$ — суммарный коэффициент черноты газа, определяемый по формуле (20.16), при температуре поглощательной поверхности; $T_{ст}$ — средняя температура поглощательной поверхности, К; $T_г$ — средняя температура газов, определяемая по формуле

$$T_г = 0{,}5\,(T_{ст}' + T_{ст}'') + \frac{(T_г' - T_{ст}') - (T_г'' - T_{ст}'')}{2{,}3 \lg \left[(T_г' - T_{ст}') / (T_г'' - T_{ст}'') \right]}, \qquad (20.17)$$

где $T_{ст}'$ и $T_{ст}''$ — начальная и конечная температуры поглощательной поверхности стенки, К; $T_г'$ и $T_г''$ — начальная и конечная температуры газов, К.

§ 20.4. 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 *радиа-*

ционно-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 конвективного теплообмена 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 α коэффициентом α_0, которым учитывается излучение усилением конвективного теплообмена. Таким образом,

$$\Phi = \alpha_0 S (t_г - t_{ст}), \qquad (20.18)$$

где Φ — тепловой поток в радиационно-конвективном теплообмене, Вт; α_0 — коэффициент теплоотдачи с учетом теплообмена излучением ($\alpha_0 = \alpha + \alpha_л$), Вт/(м² · К); $t_г$ и $t_{ст}$ — температуры газа и стенки, °С.

Коэффициент теплоотдачи α подсчитывается так, как описано в гл. 12, а коэффициент теплообмена излучением $\alpha_л$ может подсчитываться по уравнению

$$\alpha_л = \varepsilon C_0 \theta, \qquad (20.19)$$

где θ — температурный коэффициент, зависящий только от температур $t_г$ и $t_{ст}$. Значение этого коэффициента определяют по специальным диаграммам. Если отношение температур $T_г/T_{ст}$ лежит в пределах 0,9—1,1, то θ приближенно определяют по формуле

$$\theta \approx 0{,}01 (\overline{T}/100)^3, \qquad (20.20)$$

где

$$\overline{T} = 0{,}5 (T_г + T_{ст}). \qquad (20.21)$$

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

коэффициента черноты ε. Увеличенный коэффициент черноты $\varepsilon_{\text{к}}$ определяют по уравнению

$$\varepsilon_{\text{к}} = \varepsilon_0 f\,(C_s/C_0).$$

Пример 20.1. Определить поток излучения $\Phi_{\text{л}}$ от стенки площадью поверхности $S = 4{,}0$ м², если ее коэффициент черноты $\varepsilon = 0{,}92$, а температура $t_{\text{ст}} = 1200$ °С.

Решение.

$$\Phi_{\text{л}} = \varepsilon C_s S\,(T/100)^4 = 0{,}92 \cdot 5{,}67 \cdot 4\,(1473/100)^4 \text{ Вт} \approx 992\,000 \text{ Вт} =$$

$$= 992 \text{ кВт}.$$

Пример 20.2. Определить излучательность стенки с коэффициентом излучения $C = 4{,}53$ Вт/(м² · К⁴), если температура излучающей поверхности стенки $t_{\text{ст}} = 1027$ °С. Найти также коэффициент черноты стенки и длину волны, соответствующей максимальному излучению.

Решение. 1. Излучательность серой стенки можно определить по формуле (20.4), если принять в ней площадь поверхности излучающей стенки $S = 1$ м²:

$$M = C\,(T/100)^4 = 4{,}53\,(1300/100)^4 \text{ Вт/м}^2 = 129{,}4 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2.$$

2. Коэффициент черноты определяем по формуле (20.5):

$$\varepsilon = C/C_0 = 4{,}53/5{,}67 = 0{,}8.$$

3. Длину волны $\lambda_{\text{л.max}}$, соответствующую максимуму интенсивности излучения, находим, пользуясь формулой закона Вина:

$$\lambda_{\text{л.max}} = 2{,}9 \cdot (10^3 \cdot T) = 2{,}9 \cdot (10^3 \cdot 1300) \text{ м} = 2{,}23 \cdot 10^{-6} \text{ м} =$$

$$= 2{,}23 \text{ мкм}.$$

Пример 20.3. Определить теплообмен излучением между стенками сосуда Дьюара, внутри которого хранится жидкий кислород, если на внутренней поверхности наружной стенки температура $t_1 = +27$° С, а на наружной поверхности внутренней стенки сосуда температура $t_2 = -183$ °С. Стенки сосуда покрыты слоем серебра, коэффициент черноты которого $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0{,}02$; площади поверхностей стенок $S_1 \approx S_2 \approx 0{,}1$ м².

Решение. Так как в сосуде Дьюара один сосуд находится внутри другого, то теплообмен излучением между ними определим по формуле (20.11):

$$\Phi = \varepsilon_{\text{пр}} C_s S_1 \left[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4\right].$$

Здесь $\varepsilon_{\text{пр}}$ — приведенный коэффициент черноты, определяемый по уравнению (20.12).

Так как в данном случае $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0{,}02$, а $S_1 = S_2$, то

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1} = \frac{1}{2/\varepsilon - 1} = \frac{1}{2/0{,}02 - 1} \approx 0{,}01.$$

Следовательно,

$$\Phi = 0{,}01 \cdot 5{,}67 \cdot 0{,}1\left[(300/100)^4 - (90/100)^4\right] \text{ Вт} = 0{,}455 \text{ Вт}.$$

Контрольные вопросы

1. В чем состоит сущность теплового излучения?
2. Что такое поток излучения?
3. Что такое результирующее излучение?
4. Какие тела обладают сплошным спектром излучения?
5. Что характеризует коэффициент 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?

Глава 21

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

§ 21.1. Теплопередача сквозь плоскую стенку

В теплообменных аппаратах теплота передается от одной жидкости к другой преимущественно сквозь разделяющую их стенку. Такой теплообмен называется *теплопередачей*.

Рассмотрим теплопередачу через плоскую однослойную стенку (рис. 21.1). Пусть температура нагревающей жидкости $t'_ж$, а температура нагреваемой жидкости $t''_ж$ ($t'_ж > t''_ж$).

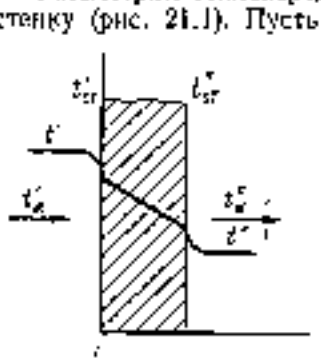


Рис. 21.1. Схема теплопередачи через однослойную стенку

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 уравнения теплового потока Φ.

1. Уравнение теплоотдачи от нагревающей жидкости к поверхности стенки (рис. 21.1)

$$\Phi = \alpha_1 S (t'_ж - t'_{ст}), \qquad (21.1)$$

где α_1 — коэффициент теплоотдачи от нагревающей жидкости к стенке, Вт/ (м² · К); $t'_ж$ — температура нагревающей жидкости, °С; $t'_{ст}$ — температура поверхности стенки со стороны нагревающей жидкости, °С.

Коэффициент теплоотдачи α_1 можно рассматривать как величину, обратную термическому сопротивлению:

$$\alpha_1 = 1/R_1, \qquad (21.1а)$$

где R_1 — термическое сопротивление со стороны нагревающей жидкости, м² · К/Вт.

С учетом принятых обозначений уравнение (21.1) можем написать так:

$$\Phi = S(t'_ж - t'_{ст})/R_1. \qquad (21.1б)$$

2. Уравнение теплопроводности сквозь стенку

$$\Phi = \lambda S(t'_{ст} - t''_{ст})/\delta = S(t'_{ст} - t''_{ст})/R_{ст}, \qquad (21.1в)$$

где λ — коэффициент теплопроводности вещества стенки, Вт/ (м · К); δ — толщина стенки, м; $t'_{ст}$ — температура стенки со стороны нагреваемой жидкости, °С; $R_{ст}$ — термическое сопротивление вещества стенки, м² · К/Вт;

$$\lambda/\delta = 1/R_{ст}. \qquad (21.1г)$$

3. Уравнение теплоотдачи от поверхности стенки к нагреваемой жидкости ($\alpha_2 = 1/R_2$)

$$\Phi = \alpha_2 S(t''_{ст} - t'_ж) = S(t''_{ст} - t'_ж)/R_2, \qquad (21.1д)$$

где α_2 — коэффициент теплоотдачи от поверхности стенки к нагреваемой жидкости, Вт/ (м² · К); R_2 — термическое сопротивление со стороны нагреваемой жидкости, м² · К/Вт; $t'_ж$ — температура нагреваемой жидкости, °С.

Решая уравнения (21.1б), (21.1в) и (21.1д) относительно температурного напора, получим:

$$t'_ж - t'_{ст} = (\Phi/S)R_1 = qR_1; \qquad (21.2)$$

$$t'_{ст} - t''_{ст} = (\Phi/S)R_{ст} = qR_{ст}; \qquad (21.2а)$$

$$t''_{ст} - t'_ж = (\Phi/S)R_2 = qR_2. \qquad (21.2б)$$

Складывая почленно уравнения (21.2), (21.2а) и (21.2б) и произведя простые преобразования, находим

$$t'_ж - t'_ж = \Phi(R_1 + R_{ст} + R_2)/S = \Phi R/S = qR, \qquad (21.2в)$$

где R — полное термическое сопротивление, равное сумме частных сопротивлений, т. е.

$$R = R_1 + R_{ст} + R_2; \qquad (21.2г)$$

q — поверхностная плотность теплового потока, Вт/м².

Следовательно, тепловой поток Φ может быть определен по формуле

$$\Phi = S\,(t'_ж - t''_ж)/R. \qquad (21.3)$$

Величина, обратная полному сопротивлению R, называется *коэффициентом теплопередачи* и обозначается κ:

$$\kappa = 1/R = 1/(R_1 + R_{ст} + R_2). \qquad (21.3а)$$

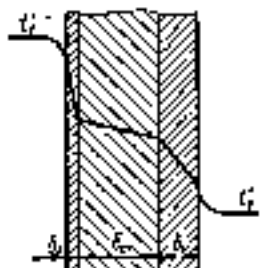


Рис. 21.2. Схема теплопередачи через трехслойную стенку

В соответствии с формулами (21.1а), (21.1г) и (21.2д) можно записать

$$\boxed{\kappa = 1/(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2).} \qquad (21.4)$$

Следовательно, уравнение теплового потока (21.3) может быть представлено в следующем виде:

$$\Phi = \kappa S\,(t'_ж - t''_ж). \qquad (21.5)$$

Термическое сопротивление чистой металлической стенки весьма незначительно и не оказывает заметного влияния на значение коэффициента теплопередачи κ, и если α_2 значительно больше α_1, то можно считать, что $\kappa \approx \alpha_1$, а если α_1 значительно больше α_2, то $\kappa \approx \alpha_2$.

Приведенные выше расчетные 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 ($R_1 = 1/\alpha_1$ 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 возрастает, так как теплопроводность сажи, золы и накипи незначительна. Такую стенку следует рассматривать как многослойную. Для трехслойной стенки (рис. 21.2) уравнение коэффициента

теплопередачи κ можно по аналогии с уравнением (21.5) написать в таком виде:

$$\kappa = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta_з/\lambda_з + \delta_{ст}/\lambda_{ст} + \delta_н/\lambda_н + 1/\alpha_2}, \qquad (21.6)$$

где $\delta_з$, $\delta_{ст}$ и $\delta_н$ — толщины слоев соответственно золы, стенки и накипи, м; $\lambda_з$, $\lambda_{ст}$ и $\lambda_н$ — теплопроводность слоев золы, стенки и накипи, Вт/(м · К).

Пример 21.1. Определить тепловой поток от газов к воздуху и поверхностную плотность потока сквозь кирпичную обмуровку котла площадью 120 м² и толщиной δ = 250 мм, если температура газов $t_1 = 600°$ С, температура воздуха $t_2 = 30$ °С и коэффициент теплоотдачи от газов к поверхности стенки $\alpha_1 = 23{,}6$ Вт/(м² · К), коэффициент теплоотдачи от поверхности стенки к наружному воздуху $\alpha_2 = 9{,}3$ Вт/(м² · К) и теплопроводность кирпичной обмуровки $\lambda = 0{,}81$ Вт/(м·К). Найти также температуры на внутренней и наружной поверхностях обмуровки.

Решение. Находим коэффициент теплопередачи κ по формуле (21.5):

$$\kappa = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2} = \frac{1}{1/23{,}6 + 0{,}25/0{,}81 + 1/9{,}3}\ \text{Вт/(м}^2\cdot\text{К)} = 2{,}18\ \text{Вт/(м}^2\cdot\text{К)}.$$

Тепловой поток

$$\Phi = \kappa S (t_1 - t_2) = 2{,}18 \cdot 120\ (600 - 30)\ \text{Вт} \approx 149\ \text{кВт}.$$

Поверхностная плотность теплового потока

$$q = \Phi/S = 149 \cdot 10^3/120 = 1242\ \text{Вт/м}^2.$$

Температура на поверхности обмуровки со стороны газов согласно уравнению (21.2) составляет

$$t'_{ст} = t_1 - qR_1 = t_1 - q/\alpha_1 = (600 - 1{,}242 \cdot 10^3/23{,}6)\ °\text{С} = 547°\ \text{С}.$$

Температуру на поверхности обмуровки со стороны наружного воздуха находим по уравнению (21.2б):

$$t''_{ст} = t_2 + qR_2 = (30 + 1{,}242 \cdot 10^3/9{,}3)\ °\text{С} = 164\ °\text{С}.$$

§ 21.2. Основные типы теплообменных аппаратов

Теплообменным аппаратом называется техническое устройство, в котором одна жидкость (нагревающая) передает теплоту другой жидкости (нагреваемой).

По принципу действия теплообменные аппараты разделяют 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, пароперегреватели, радиаторы центрального отопления.

В с м е ш и в а ю щ и х аппаратах нагреваемая жидкость получает теплоту от нагревающей жидкости при непосредственном их соприкосновении и смешении (например, в смешивающих конденсаторах).

В р е г е н е р а т и в н ы х аппаратах процесс передачи теплоты от нагревающей жидкости к нагреваемой происходит периодически. Сначала в аппарат поступает нагревающая жидкость, передающая теплоту теплообменной поверхности аппарата, которая как бы аккумулирует теплоту, затем в аппарат поступает нагреваемая жидкость, воспринимающая теплоту от поверхности нагрева. Таким образом, одна и та же поверхность становится то нагреваемой, то нагревающей.

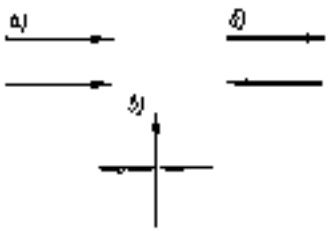


Рис. 21.3. Схемы движения нагревающей и нагреваемой жидкостей в теплообменных аппаратах

В промышленных установках наиболее широкое распространение получили поверхностные (рекуперативные) теплообменные аппараты, которые будем дальше называть п о в е р х н о с т н ы м и.

В поверхностных теплообменных аппаратах нагревающая и нагреваемая жидкости могут двигаться по различным схемам, например по схемам, показанным на рис. 21.3.

На этом рисунке направления движения жидкостей показаны стрелками. Так, схема на рис. 21.3, *а* относится к случаю, когда нагревающая и нагреваемая жидкости движутся в одном направлении. Такое движение жидкости называется *прямотоком*. На рис. 21.3, *б* показан *противоток*, когда нагревающая и нагреваемая жидкости движутся в противоположных направлениях. В некоторых аппаратах одна из жидкостей движется по трубкам, омываемым поперечным потоком другой жидкости. Такое движение называется *перекрестным током* (рис. 21.3, *в*).

Несмотря на различия в принципе действия и в конструктивном устройстве, основы теплового расчета одинаковы для всех теплообменных аппаратов.

§ 21.3. Тепловой расчет теплообменных аппаратов

В основу теплового расчета поверхностного теплообменного аппарата положены: 1) уравнение теплового баланса и 2) уравнение теплопередачи.

Тепловой поток в теплообменном аппарате может быть определен из уравнения теплового баланса как поток теплоты, отданный нагревающей жидкостью:

$$\Phi = m_{1,1}\bar{c}_{p,1}(t_1' - t_1''), \qquad (21.7)$$

или как поток теплоты, воспринятый нагреваемой жидкостью:

$$\Phi = m_{1,2}\bar{c}_{p,2}(t_2'' - t_2'). \qquad (21.8)$$

Следовательно, уравнение теплового баланса для теплообменного аппарата при отсутствии тепловых потерь наружу имеет вид

$$\Phi = m_{1,1}\bar{c}_{p,1}(t_1' - t_1'') = m_{1,2}\bar{c}_{p,2}(t_2'' - t_2') \qquad (21.9)$$

или

$$\Phi = m_{1,2}(h_1' - h_1'') = m_{1,2}(h_2'' - h_2'), \qquad (21.10)$$

где $m_{1,1}$ и $m_{1,2}$ — массовые расходы нагревающей и нагреваемой жидкостей, кг/с; t_1' и t_1'' — начальная и конечная температуры нагревающей жидкости, °С; t_2' и t_2'' — начальная и конечная температуры нагреваемой жидкости, °С; $\bar{c}_{p,1}$ и $\bar{c}_{p,2}$ — средние удельные изобарные теплоемкости нагревающей и нагреваемой жидкостей в интервалах температур $t_1' - t_1''$ и $t_2' - t_2''$ соответственно, Дж/(кг · К); h_1' и h_1'' — начальная и конечная удельные энтальпии нагревающей жидкости, Дж/кг; h_2' и h_2'' — начальная и конечная удельные энтальпии нагреваемой жидкости, Дж/кг.

Уравнение теплопередачи для теплообменного аппарата записывают аналогично уравнению (21.5):

$$\boxed{\Phi = kS\Delta\bar{t}}, \qquad (21.11)$$

где k — коэффициент теплопередачи, Вт/(м² · К); S — площадь поверхности нагрева теплообменного аппарата, м²; $\Delta\bar{t}$ — средняя разность температур нагревающей и нагреваемой жидкостей, зависящая в основном от их начальных

и конечных температур и схемы теплообмена (прямоточной, противоточной, перекрестной, смешанной и др.), °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 обеих жидкостей (t_1 и t_2). В этом случае для расчета применяют уравнение (21.9).

2. Аппараты, где непрерывно изменяется температура одной жидкости (t_1 или t_2) при сохранении неизменной температуры другой жидкости ($t_2 = \text{const}$ или $t_1 = \text{const}$). В этом случае нельзя применить уравнение (21.9), поскольку удельная теплоемкость жидкости при неизменной температуре $c_p = \infty$ и для расчета применяют уравнение (21.10).

3. Аппараты, в которых непрерывно изменяется температура одной жидкости и тоже 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 расчета также используют уравнение (21.10).

Примером такого теплообменного устройства служит паровой котлоагрегат. Поверхность нагрева его омывается с одной стороны потоком горячих газов, температура которых по мере продвижения их по поверхности нагрева непрерывно понижается, а с другой стороны — потоком подогреваемой воды, температура которой сначала повышается тоже непрерывно до температуры кипения t_1, соответствующей давлению пара в котле, а затем остается постоянной, равной t_1.

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 (21.11) вместо $\Delta\bar{t}$ можно было бы подставить Δt. Однако в практических условиях так бывает только в отдельных, редких случаях, а, как правило, разность температур Δt вдоль потоков жидкостей, участвующих в теплообмене, различна. Обратимся к рис. 21.4, 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. 21.4, *а* показаны кривые для противотока, а на рис. 21.4, *б* — для прямотока.

Из рисунка видно, что как при противотоке, так и прямотоке разность температур $\Delta t_{вх} > \Delta t_{вых}$. 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 теплооб-

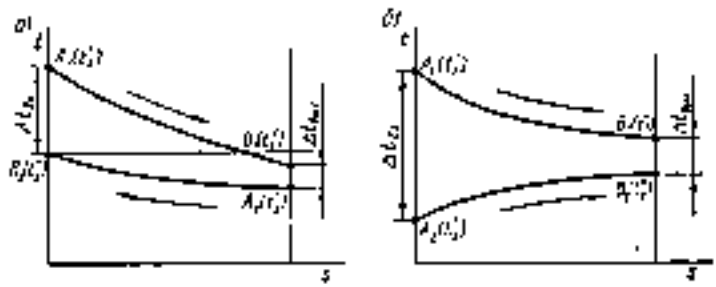


Рис. 21.4. Изменение температур нагревающей и нагреваемой жидкостей при противотоке (*а*) и при прямотоке (*б*) в схемах $t-S$

мене, можно вычислять как среднюю арифметическую разность температур:

$$\overline{\Delta t} = 0{,}5\,(t_1' + t_1'') - 0{,}5\,(t_2' + t_2'').$$

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

$$\overline{\Delta t} = \frac{\Delta t_{вх} - \Delta t_{вых}}{2{,}3 \lg (\Delta t_{вх}/\Delta t_{вых})}, \qquad (21.12)$$

где $\Delta t_{вх}$ — $\Delta t_{вых}$ — разность температур при входе и выходе, °С; для прямотока

$$\Delta t_{вх} = t_1' - t_2'; \quad \Delta t_{вых} = t_1'' - t_2''; \qquad (21.12а)$$

для противотока

$$\Delta t_{вх} = t_1'' - t_2''; \quad \Delta t_{вых} = t_1'' - t_2'. \qquad (21.12б)$$

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:

$$W_1 = m_{1,1}\bar{c}_{p,1}, \tag{21.13}$$

$$W_2 = m_{1,2}\bar{c}_{p,2}. \tag{21.13а}$$

2. Условный эквивалент поверхности нагрева kS (Вт/К), представляющий собой произведение коэффициента теплопередачи на площадь поверхности нагрева.

Используя эти условные наименования и обозначения, уравнение теплового баланса (21.9) можно представить в таком виде:

$$\Phi = W_1(t_1' - t_1'') = W_2(t_2'' - t_2'). \tag{21.14}$$

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'' и поток теплоты в теплообменном аппарате Φ.

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 κS, а также начальные температуры жидкостей t_1' и t_2'.

Определение площади поверхности нагрева. Для этого используют уравнение теплопередачи $\Phi = \kappa S \Delta \bar{t}$ [см. уравнение (21.11)], из которого определяют условный эквивалент поверхности нагрева:

$$\boxed{\kappa S = \Phi / \Delta \bar{t}} \qquad (21.15)$$

Затем по подсчитанному предварительно коэффициенту теплопередачи κ определяют искомую площадь поверхности нагрева:

$$S = \kappa S / \kappa = \Phi / (\kappa \Delta \bar{t}). \qquad (21.15а)$$

Определение конечных температур жидкостей. При проверочном тепловом расчете сначала определяют тепловой поток Φ для прямотока и для противотока по формуле

$$\Phi = W_1 (t_1' - t_2') \psi. \qquad (21.16)$$

Числовые значения коэффициента ψ для прямотока и для противотока приведены в табл. 21.1 в зависимости от отношения W_1/W_2 и $\kappa S/W_1$.

После определения теплового потока Φ можно подсчитать по уравнению (21.14) 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 влияния 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 $t_2'' - t_2' = 0$

$$\Delta \bar{t} = \frac{t_1' - t_1''}{2{,}3 \lg [(t_1' - t_2)/(t_1'' - t_2)]}. \qquad (21.17)$$

Изменение температуры нагревающей жидкости (например, газообразных продуктов сгорания в котле, нефтепродукта в резервуаре и т. д.) может быть подсчитано по формуле

$$t_1' - t_1'' = (t_1' - t_2)(1 - e^{-x}), \qquad (21.18)$$

Таблица 21.1. Значения коэффициента ψ в уравнении (21.18) для прямотока и противотока

Отношение W_1/W_2	Отношение $\kappa F/W_2$															
	0,053		0,1		0,33		0,5		1,0		2,0		3,0		∞	
	прямоток	противоток	прямоток	противоток	прямоток	противоток	прямоток	противоток	прямоток	противоток	прямоток	противоток	прямоток	противоток	прямоток	противоток
0	0,033		0,1		0,28		0,39		0,63		0,86		0,95	0,95	1,0	
0,01	0,033		0,1		0,28		0,39		0,63		0,86		0,95	0,95	0,99	1,0
0,05	0,033		0,1		0,28		0,39		0,62		0,84	0,86	0,91	0,91	0,95	1,0
0,1	0,033		0,1		0,28		0,38		0,61		0,81	0,85	0,89	0,91	0,94	0,91
0,2	0,033		0,1		0,27	0,28	0,38		0,58	0,60	0,76	0,83	0,81	0,83	0,91	0,83
0,5	0,033		0,1		0,26		0,35	0,36	0,52	0,57	0,63	0,78	0,66	0,69	0,89	0,67
1,0	0,033		0,09	0,1	0,25		0,32	0,34	0,43	0,51	0,49	0,68	0,53	0,77	0,77	0,50
2,0	0,033		0,09		0,21	0,23	0,26	0,29	0,32	0,39	0,38	0,46	0,37	0,49	0,49	0,33
5,0	0,032		0,06		0,14	0,16	0,16	0,18	0,17	0,20	0,17	0,20	0,17	0,20	0,20	0,17
10,0	0,028		0,06		0,09	0,10	0,091	0,10	0,09	0,10	0,09	0,10	0,09	0,10	0,10	0,09
20,0	0,024		0,04		0,05		0,05		0,05		0,05		0,05		0,05	
50,0	0,016		0,02		0,02		0,02		0,02		0,02		0,02		0,02	
100,0	0,009	0,01	0,01		0,01		0,01		0,01		0,01		0,01		0,01	
∞	0,00		0,00		0,00		0,00		0,00		0,00		0,00		0,00	

где x — показатель теплопередачи в процессе теплообмена при постоянной температуре нагреваемого потока, представляющий собой отношение условного эквивалента поверхности нагрева к условному эквиваленту нагревающего потока:

$$x = \kappa S / W_1; \qquad (21.19)$$

e — основание натуральных логарифмов.

К теплообменным аппаратам с постоянной температурой нагревающего потока ($t_1 = \text{const}$) относятся поверхностные конденсаторы (температура конденсации $t_1 = \text{const}$), паровые подогреватели нефтепродуктов и воды (температура конденсации пара $t_1 = \text{const}$). В этом случае $t_1' = t_1''$, $t_1'' - t_1' = 0$

и

$$\Delta \bar{t} = \frac{t_2'' - t_2'}{2{,}31 \lg |(t_1 - t_2')/(t_1 - t_2'')|}. \qquad (21.20)$$

Изменение температуры нагреваемой жидкости (например, воды в конденсаторе, нефтепродукта или воды в паровом подогревателе)

$$t_2'' - t_2' = (t_1 - t_2')(1 - e^{-x}), \qquad (21.21)$$

где x — показатель теплопередачи в процессе теплообмена при постоянной температуре нагревающей жидкости, представляющий отношение условного эквивалента площади поверхности нагрева к условному эквиваленту нагреваемой жидкости,

$$x = \kappa S / W_2. \qquad (21.22)$$

Значения e^{-x} в зависимости от x приведены в табл. 21.2.

Таблица 21.2. Значения e^{-x}

x	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
e^{-x}	0,9048	0,9048	0,8187	0,7408	0,6703	0,6065	0,5488	0,4966	0,4493
x	0,9	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	3,0	4,0
e^{-x}	0,4066	0,3679	0,3012	0,2466	0,2019	0,1653	0,1353	0,0499	0,0183
x	5,0	6,0	7,0	10,0					
e^{-x}	0,0067	0,0025	0,0009	0,0000					

При заданном значении теплового потока Ф размеры противоточного теплообменного аппарата получаются меньше, чем прямоточного, поэтому в практических условиях поверхностные теплообменники делают противоточными.

Пример 21.2. В маслоохладителе температура масла понижается от $t_1' = 59$ °С до $t_1'' = 50$ °С, а температура воды при этом повышается от $t_2' = 9$ °С до $t_2'' = 18$ °С. Найти средний перепад температур при прямотоке и противотоке и расхождение в этих перепадах температур (см. рис. 21.4).

Решение. 1. В данном случае перепады температур обеих жидкостей (масла и воды) одинаковы:

$$t_1' - t_1'' = (59 - 50)°\text{С} = 9°\text{С}, \quad t_2'' - t_2' = (18 - 9)°\text{С} = 9°\text{С}.$$

Из уравнения (21.14) 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 во всей поверхности теплообмена одинаков и равен (по уравнениям 21.12б):

$$\Delta t_{\text{прот}} = t_1' - t_2'' = t_1'' - t_2' \text{ или } \Delta t_{\text{прот}} = (59 - 18)°\text{С} = (50 - 9)°\text{С} = 41°\text{С}.$$

3. При прямотоке перепады температур при входе и при выходе составляют (уравнения 21.12а):

$$\Delta t'_{\text{прям}} = t_1' - t_2' = (59 - 9)°\text{С} = 50°\text{С};$$

$$\Delta t''_{\text{прям}} = t_1'' - t_2'' = (50 - 18)°\text{С} = 32°\text{С}.$$

4. Среднелогарифмический перепад температур в потоке при прямотоке

$$\Delta t_{\text{прям}} = \frac{\Delta t' - \Delta t''}{2{,}3 \lg (\Delta t'/\Delta t'')} = \frac{50 - 32}{2{,}3 \lg (50/32)}\ °\text{С} = 40{,}3°\text{С}.$$

5. Расхождение в перепаде температур составляет

$$(\Delta t_{\text{прот}} - \Delta t_{\text{прям}})/\Delta t_{\text{прот}} = [(41 - 40{,}3)/41]\,100\ \% = 1{,}71\ \%.$$

Пример 21.3. Определить тепловой поток Ф к конечную температуру газообразных продуктов сгорания t_1'' на выходе из конвективной части локомобильного котла, если расход топлива $B = 250$ кг/ч (0,0694 кг/с), массовое отношение образующихся газообразных продуктов сгорания к топливу $m_{\text{ст}} = 17{,}5$, средняя удельная теплоемкость газов $\overline{c_p} = 1{,}25$ кДж/(кг · К); коэффициент теплопередачи газообразных продуктов сгорания к воде $k = 52{,}3$ Вт/(м² · К); начальная температура газов на входе в конвективную часть котла $t_1' = 1005$ °С, температура воды в котле $t_2' = 213{,}9$ °С (при давлении $p = 2{,}01$ МПа); площадь поверхности нагрева конвективной части котла $S = 76{,}5$ м².

Решение. 1. Условный эквивалент газообразных продуктов сгорания

$$W_1 = B m_{\text{ст}} \overline{c_p} = 0{,}0694 \cdot 17{,}5 \cdot 1{,}25 \cdot 10^3\ \text{Вт/К} = 1530\ \text{Вт/К}$$

2. Условный эквивалент поверхности нагрева

$$kS = 32{,}3 \cdot 78{,}5 \text{ Вт/К} = 2536 \text{ Вт/К}.$$

3. Показатель теплопередачи

$$x = kS/W_1 = 2536/1530 = 1{,}66.$$

4. По табл. 21.2 при $x = 1{,}66$ $e^{-x} = 0{,}194$.

5. Конечная температура газообразных продуктов сгорания определяется из уравнения

$$t_1'' - t_2' = (t_1' - t_2')(1 - e^{-x}) = (1005 - 213{,}9)(1 - 0{,}194)^\circ\text{C} = 638^\circ\text{C},$$

откуда

$$t_1'' = t_1' - 638 = (1005 - 638)\ ^\circ\text{C} = 367\ ^\circ\text{C}.$$

6. Тепловой поток

$$\Phi = W_1 (t_1' - t_1'') = 1530 \cdot 638 \text{ Вт} \approx 976 \text{ кВт}.$$

Контрольные вопросы

1. В каких случаях нужно вводить в расчеты среднелогарифмическую разность температур и когда можно пользоваться среднеарифметической?

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 оказываются какие-нибудь забытые при ремонте посторонние предметы, например инструмент?

4. Что собой представляют в тепловом расчете теплообменников величины W_1 и W_2, называемые условными эквивалентами?

5. Какие величины влияют на коэффициент теплопередачи?

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1

Пересчет значений некоторых механических и тепловых величин

Величина	Значения величин в прежних единицах	Значения величин в единицах СИ
1	2	3
Частота вращения	1 оборот в секунду (об/с)	1 $с^{-1}$
Угловая скорость	1 градус в секунду (°/с)	$\pi/180$ рад/с
Линейная скорость	1 м/мин	$16{,}7 \cdot 10^{-2}$ м/с
	1 м/ч	$278 \cdot 10^{-6}$ м/с
	1 см/с	$1 \cdot 10^{-2}$ м/с
Линейное ускорение	1 $см/с^2$	$1 \cdot 10^{-2}$ $м/с^2$
Плотность	1 $т/м^3$	$1 \cdot 10^3$ $кг/м^3$
	1 $кг/дм^3$	$1 \cdot 10^3$ $кг/м^3$
	1 кг/л	$1 \cdot 10^3$ $кг/м^3$
Удельный объем	1 $м^3/т$	$1 \cdot 10^{-3}$ $м^3/кг$
	1 $см^3/г$	$1 \cdot 10^{-3}$ $м^3/кг$
Массовый расход	1 кг/ч	$278 \cdot 10^{-6}$ кг/с
	1 кг/мин	$16{,}7 \cdot 10^{-3}$ кг/с
	1 т/ч	$278 \cdot 10^{-3}$ кг/с
Объемный расход	1 $м^3/ч$	$278 \cdot 10^{-6}$ $м^3/с$
	1 л/ч	$278 \cdot 10^{-9}$ $м^3/с$
Сила, вес	1 кгс	9,80665 Н
	1 тс	$9{,}80665 \cdot 10^3$ Н
	1 дина	$1 \cdot 10^{-5}$ Н
Давление (механическое напряжение)	1 бар	$1 \cdot 10^5$ Па
	1 $кгс/см^2$	$98{,}0665 \cdot 10^3$ Па
	1 ат (атмосфера техническая)	$98{,}0665 \cdot 10^3$ Па
	1 атм (атмосфера физическая)	$101{,}325 \cdot 10^3$ Па
	1 $кгс/м^2$	9,80665 Па
	1 $кгс/мм^2$	$9{,}80665 \cdot 10^6$ Па
	1 мм вод. ст.	9,80665 Па
	1 мм рт. ст.	133,322 Па
Мощность	1 кгс·м/с	9,80665 Вт
	1 л. с.	735,499 Вт
Работа, энергия	1 кгс·м	9,80665 Дж
	1 л. с.·ч	$2{,}646 \cdot 10^6$ Дж
	1 Вт·ч	$3{,}6 \cdot 10^3$ Дж
	1 кВт·ч	$3{,}6 \cdot 10^6$ Дж
	1 ккал	$4{,}1868 \cdot 10^3$ Дж
Удельная энтальпия	1 ккал/кг	$4{,}1868 \cdot 10^3$ Дж/кг
Удельная внутренняя энергия	1 ккал/кг	$4{,}1868 \cdot 10^3$ Дж/кг

Продолжение

Величина	Значения величин в прежних единицах	Значения величин в единицах СИ
1	2	3
Удельная теплоемкость	1 ккал/(кг·°С)	$4{,}1868 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К)
Удельная энтропия	1 ккал/(кг·К)	$4{,}1868 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К)
Молярная энтропия	1 ккал/(моль·К)	$4{,}1868 \cdot 10^3$ Дж/(моль·К)
Тепловой поток	1 ккал/с	4,1868 Вт
	1 ккал/ч	1,163 Вт
Поверхностная плотность теплового потока	1 ккал/(ч·м²)	1,163 Вт/м²
Коэффициент теплообмена	1 ккал/(ч·м²·°С)	1,163 Вт/(м²·К)
Коэффициент теплопередачи	1 ккал/(ч·м²·°С)	1,163 Вт/(м²·К)
Теплопроводность	1 ккал/(ч·м·°С)	1,163 Вт/(м·К)
	1 ккал/(с·см·°С)	418,68 Вт/(м·К)

Приложение 2

Относительная молекулярная масса и плотность некоторых газов при нормальных физических условиях

Наименование газа	Химическая формула	Относительная молекулярная масса M_r		Плотность ρ_0, кг/м³
		точное значение	округленное значение	
Водород	H_2	2,01594	2	0,0899
Метан	CH_4	16,04313	16	0,7168
Аммиак	NH_3	17,03061	17	0,6614
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_2	44,0079	44	1,9770
Окись углерода	CO	28,01055	28	1,2500
Сернистый газ	SO_2	64,0628	64	2,9263

Приложение 3

Удельные газовые постоянные некоторых газов и водяного пара

Наименование газа	Химическая формула	Удельная газовая постоянная $R_г$, Дж/(кг·К)	Наименование газа	Химическая формула	Удельная газовая постоянная $R_г$, Дж/(кг·К)
Водород	H_2	4124,30	Углекислый газ	CO_2	188,90
Метан	CH_4	518,25	Окись углерода	CO	296,80
Аммиак	NH_3	488,20	Сернистый газ	SO_2	129,8
Азот	N_2	295,80	Водяной пар	H_2O	461,50
Воздух	—	287,10			
Кислород	O_2	259,80			

Приложение 4

Таблицы истинных удельных теплоемкостей некоторых газов и водяного пара

Истинные удельные теплоемкости воздуха и азота

Воздух ($M_г$ = 28,970)				Азот (N_2) ($M_г$ = 28,013)			
t, °С	c_p, кДж/(кг·К)	c_v, кДж/(кг·К)	$k = c_p/c_v$	t, °С	c_p, кДж/(кг·К)	c_v, кДж/(кг·К)	$k = c_p/c_v$
—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	1,0099	0,7226	1,397	100	1,0421	0,7444	1,399
200	1,0231	0,7369	1,389	200	1,0517	0,7549	1,393
300	1,0445	0,7574	1,379	300	1,0653	0,7725	1,394
400	1,0650	0,7869	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	1,1356	0,8429	1,352
700	1,1355	0,8467	1,338	700	1,1618	0,8633	1,344
800	1,1547	0,8675	1,331	800	1,1824	0,8955	1,335
900	1,1708	0,8834	1,325	900	1,1909	0,9031	1,329
1000	1,1841	0,8572	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	0,9253	1,305	1400	1,2615	0,9540	1,308
1500	1,2347	0,9475	1,303	1500	1,2694	0,9726	1,305

Истинные удельные теплоемкости кислорода и двуокиси углерода

Кислород (O_2) (M_r=31,998)				Двуокись углерода (CO_2) (M_r=44,007)			
t, °C	c_p', кДж/(кг·К)	c_v', кДж/(кг·К)	$k=c_p/c_v$	t, °C	c_p', кДж/(кг·К)	c_v', кДж/(кг·К)	$k=c_p/c_v$
—50	0,9102	0,6502	1,400	—50	0,7612	0,5723	1,330
0	0,9136	0,6536	1,398	0	0,8173	0,6284	1,301
50	0,9215	0,6615	1,393	50	0,8688	0,6799	1,278
100	0,9328	0,6728	1,386	100	0,9136	0,7268	1,260
200	0,9630	0,7030	1,370	200	0,9949	0,8060	1,235
300	0,9946	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	1,1225	0,8625	1,303	1000	1,2958	1,1070	1,171
1100	1,1317	0,8717	1,299	1100	1,3126	1,1237	1,168
1200	1,1401	0,8801	1,295	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	1,3491	1,1603	1,163
1500	1,1627	0,9027	1,289	1500	1,3590	1,1702	1,161

Истинные удельные теплоемкости водорода и водяного пара

Водород (H_2) (M_r=2,0159)				Водяной пар (H_2O) (M_r=18,014)			
t, °C	c_p', кДж/(кг·К)	c_v', кДж/(кг·К)	$k=c_p/c_v$	t, °C	c_p', кДж/(кг·К)	c_v', кДж/(кг·К)	$k=c_p/c_v$
—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	1,8999	1,4285	1,323
200	14,499	10,375	1,399	200	1,9363	1,4779	1,312
300	14,532	10,408	1,396	300	2,0000	1,5386	1,300
400	14,578	10,454	1,394	400	2,0649	1,6035	1,287
500	14,658	10,534	1,392	500	2,1326	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	15,116	10,994	1,375	800	2,3442	1,8928	1,245
900	15,320	11,198	1,359	900	2,4133	1,9519	1,236
1000	15,525	11,401	1,362	1000	2,4791	2,0160	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	2,1366	1,216
1300	16,165	12,041	1,342	1300	2,6540	2,1926	1,211
1400	16,374	12,250	1,337	1400	2,7039	2,2424	1,206
1500	16,580	12,456	1,331	1500	2,7495	2,2891	1,202

Параметры насыщенного водяного пара по давлениям

p, МПа	$t_н$, °С	v', м³/кг	v'', м³/кг	ρ, кг/м³	h', кДж/кг	h'', кДж/кг	r, кДж/кг	s', кДж/(кг·К)	s'', кДж/(кг·К)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,001	6,92	0,0010001	129,9	0,00770	29,32	2513	2484	0,1054	8,975
0,002	17,51	0,0010014	66,97	0,01493	73,52	2533	2459	0,2609	8,722
0,003	24,10	0,0010028	45,66	0,02190	101,04	2545	2444	0,3546	8,576
0,004	28,98	0,0010041	34,81	0,02873	121,42	2554	2433	0,4225	8,473
0,005	32,88	0,0010053	28,19	0,03547	137,83	2561	2423	0,4761	8,393
0,006	36,18	0,0010064	23,74	0,04212	151,50	2567	2415	0,5207	8,328
0,008	41,54	0,0010085	18,10	0,05525	173,9	2576	2402	0,5927	8,227
0,010	45,64	0,0010103	14,66	0,06812	191,9	2584	2392	0,6492	8,149
0,011	47,72	0,0010111	13,40	0,07462	199,7	2588	2388	0,6740	8,116
0,012	49,45	0,0010119	12,35	0,08097	207,0	2591	2384	0,6966	8,085
0,014	52,56	0,0010133	10,69	0,09354	220,1	2596	2376	0,7368	8,031
0,016	55,34	0,0010147	9,429	0,10600	231,7	2601	2369	0,7722	7,984
0,018	57,82	0,0010159	8,444	0,1185	241,9	2605	2363	0,8038	7,944
0,020	60,08	0,0010171	7,647	0,1308	251,4	2609	2358	0,8321	7,907
0,025	64,99	0,0010199	6,202	0,1612	272,0	2618	2346	0,8934	7,830
0,030	69,12	0,0010222	5,226	0,1913	289,3	2625	2336	0,9441	7,769
0,050	81,35	0,0010299	3,239	0,3087	340,6	2645	2304	1,0910	7,593
0,075	91,80	0,0010372	2,216	0,4512	384,5	2663	2278	1,2130	7,456
0,10	99,64	0,0010432	1,694	0,5903	417,4	2675	2258	1,3026	7,360
0,12	104,81	0,0010472	1,429	0,6999	439,4	2683	2244	1,3600	7,298
0,14	109,33	0,0010510	1,236	0,8088	458,5	2690	2232	1,4109	7,246
0,16	113,32	0,0010543	1,091	0,9164	475,4	2696	2221	1,4550	7,202
0,20	120,23	0,0010605	0,8854	1,129	504,8	2707	2202	1,5302	7,127
0,25	128,73	0,0010665	0,6925	1,444	540,9	2719	2178	1,621	7,040
0,30	133,54	0,0010733	0,6057	1,651	561,4	2725	2164	1,672	6,992
0,40	143,62	0,0010830	0,4624	2,163	604,7	2738	2133	1,777	6,897

Продолжение

p, МПа	t_s, °С	v', м³/кг	v'', м³/кг	ρ, кг/м³	h', кДж/кг	h'', кДж/кг	r, кДж/кг	s', кДж/(кг·К)	s'', кДж/(кг·К)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0,50	151,84	0,0010927	0,3747	2,669	640,1	2749	2109	1,860	6,822
0,60	158,84	0,0011007	0,3155	3,169	670,5	2757	2086	1,931	6,761
0,80	170,42	0,0011149	0,2403	4,161	720,9	2769	2048	2,046	6,663
1,0	179,88	0,0011273	0,1946	5,139	762,7	2778	2015	2,138	6,587
1,2	187,95	0,0011385	0,1633	6,124	798,5	2785	1987	2,216	6,523
1,4	195,04	0,0011490	0,1408	7,103	830,0	2790	1960	2,284	6,469
1,6	201,36	0,0011586	0,1238	8,080	858,3	2793	1935	2,344	6,422
1,8	207,10	0,0011678	0,1104	9,058	884,4	2796	1912	2,397	6,379
2,0	212,37	0,0011766	0,09958	10,041	909,5	2799	1891	2,447	6,340
2,5	223,93	0,0011972	0,07993	12,51	961,8	2802	1840	2,554	6,258
3,0	233,83	0,0012163	0,06665	15,00	1008,3	2804	1796	2,648	6,186
4,0	250,33	0,0012520	0,04977	20,09	1087,5	2801	1713	2,796	6,070
5,0	263,91	0,0012857	0,03944	25,35	1154,4	2794	1640	2,921	5,973
6,0	275,56	0,0013165	0,03243	30,84	1213,9	2785	1570,8	3,027	5,890
7,0	285,80	0,0013510	0,02737	36,54	1267,4	2772	1504,9	3,122	5,814
8,0	294,98	0,0013836	0,02352	42,52	1317,0	2758	1441,1	3,206	5,745
9,0	303,32	0,0014174	0,02048	48,83	1363,7	2743	1379,3	3,287	5,678
10,0	310,96	0,0014521	0,01803	55,48	1407,7	2725	1317,0	3,360	5,615
11,0	318,04	0,001489	0,01592	62,58	1450,2	2705	1255,4	3,430	5,553
12,0	324,63	0,001527	0,01426	70,13	1491,1	2685	1193,5	3,496	5,493
13,0	330,81	0,001567	0,01277	78,30	1531,5	2662	1130,8	3,561	5,432
14,0	336,63	0,001611	0,01149	87,09	1570,8	2636	1066,9	3,623	5,372
15,0	342,11	0,001658	0,01035	96,62	1610	2611	1001,1	3,684	5,310
16,0	347,32	0,001710	0,009316	107,3	1650	2582	932,0	3,746	5,247
18,0	356,96	0,001837	0,007504	133,2	1732	2510	778,2	3,871	5,107
20,0	365,71	0,00204	0,00585	170,9	1827	2410	583,0	4,015	4,929
22,0	373,7	0,00273	0,00367	272,5	2016	2158	142,0	4,303	4,591

Параметры критической точки: давление $p_к$=22,129 МПа, температура $t_к$=374,15 °С, удельный объем $v_к$=0,00326 м³/кг.

Параметры перегретого водяного пара

p, МПа		t = 0 °C	t = 50 °C	t = 100 °C	t = 150 °C	t = 200 °C
0,005	v	0,0010002	30,73	34,43	38,99	43,68
	h	0,0	2612	2688	2802	2880
	s	0,0000	9,549	8,764	9,047	9,219
0,010	v	0,0010002	15,35	17,20	19,98	21,83
	h	0,0	2611	2688	2802	2879
	s	0,0000	8,227	8,442	8,727	8,897
0,020	v	0,0010002	0,0010171	8,584	9,977	10,905
	h	0,0	251,1	2687	2801	2879
	s	0,0000	0,8307	8,120	8,406	8,576
0,030	v	0,0010002	0,0010171	5,713	6,645	7,264
	h	0,0	251,1	2685	2801	2878
	s	0,0000	0,8307	7,931	9,217	8,388
0,040	v	0,0010002	0,0010171	4,282	4,982	5,447
	h	0,0	251,1	2684	2800	2878
	s	0,0000	0,8307	7,798	8,026	8,256
0,050	v	0,0010002	0,0010171	3,420	3,982	4,355
	h	0,1	251,1	2683	2799	2877
	s	0,0000	0,8307	7,693	7,981	8,152
0,10	v	0,0010001	0,0010171	1,685	1,984	2,172
	h	0,1	251,1	2675	2790	2875
	s	0,0000	0,8307	7,361	7,654	7,826
0,20	v	0,0010000	0,0010170	0,0010434	0,9940	1,080
	h	0,2	251,2	419,0	2790	2870
	s	0,0000	0,8307	0,1367	7,324	7,501
0,30	v	0,0010000	0,0010170	0,0010434	0,6512	0,7161
	h	0,3	251,3	419,1	2783	2864
	s	0,0000	0,8304	1,3066	7,126	7,306
0,50	v	0,0009995	0,0010169	0,0010433	0,3839	0,4249
	h	0,5	251,4	419,1	2767	2854
	s	0,0000	0,8302	1,3063	6,864	7,056
0,70	v	0,0009998	0,0010168	0,0010432	0,0011020	0,2996
	h	0,7	251,6	419,1	675,3	2844
	s	0,0000	0,8301	1,3061	1,941	6,894

[ν — в м²/кг; h — в кДж/кг; λ — в кДж/(кг·К)]

$t = 240$ °С	$t = 300$ °С	$t = 360$ °С	$t = 400$ °С	$t = 440$ °С	$t = 500$ °С	$t = 550$ °С
47,37 2958 9,376	52,92 3077 9,595	58,47 3198 9,796	62,16 3280 9,921	65,85 3363 10,042	71,39 3490 10,214	76,93 3598 10,351
23,68 2937 9,056	26,46 3077 9,274	29,23 3198 9,475	31,08 3280 9,601	32,93 3363 9,722	35,70 3490 9,895	38,01 3598 10,031
11,832 2957 8,735	13,220 3077 8,954	14,606 3198 9,155	15,530 3280 9,281	16,45 3363 9,402	17,82 3490 9,575	18,99 3598 9,713
7,892 2950 8,547	8,809 3076 8,766	9,734 3198 8,967	10,351 3280 9,093	10,967 3363 9,215	11,881 3490 9,388	12,661 3598 9,526
5,912 2956 8,415	6,608 3076 8,635	7,301 3197 8,835	7,765 3279 8,962	8,228 3362 9,083	8,921 3490 9,256	9,498 3597 9,393
4,726 2956 8,311	5,284 3076 8,531	5,841 3197 8,731	6,212 3279 8,858	6,582 3362 8,979	7,136 3489 9,152	7,598 3597 9,290
2,359 2954 7,988	2,639 3074 8,211	2,918 3195 8,414	3,102 3278 8,541	3,289 3361 8,661	3,565 3489 8,833	3,797 3596 8,959
1,175 2950 7,660	1,316 3071 7,887	1,457 3194 8,092	1,549 3276 8,219	1,641 3360 8,340	1,781 3487 8,512	1,897 3595 8,648
0,7802 2945 7,470	0,8750 3068 7,695	0,9690 3192 7,902	1,032 3275 8,030	1,094 3359 8,151	1,187 3486 8,324	1,264 3594 8,460
0,4644 2937 7,224	0,5224 3062 7,454	0,5794 3189 7,662	0,6173 3272 7,791	0,6549 3356 7,913	0,7109 3484 8,089	0,7576 3592 8,223
0,3290 2929 7,059	0,3711 3056 7,291	0,4124 3183 7,502	0,4396 3268 7,632	0,4667 3353 7,755	0,5069 3482 7,929	0,5403 3590 8,065

p, МПа		$t=0$ °С	$t=60$ °С	$t=100$ °С	$t=160$ °С	$t=260$ °С
1,0	v	0,0009996	0,0010165	0,0010430	0,0011016	0,2060
	h	1,0	251,8	419,1	675,4	2827
	s	0,0000	0,8298	1,3068	1,941	6,692
1,6	v	0,0009994	0,0010163	0,0010426	0,0011013	0,001565
	h	1,6	252,2	419,7	675,7	852,4
	s	0,0000	0,8295	1,3052	1,940	2,329
2,0	v	0,0009993	0,0010161	0,0010424	0,0011011	0,001561
	h	2,0	252,6	420,1	675,9	852,4
	s	0,0000	0,8294	1,3048	1,939	2,328
3,0	v	0,0009990	0,0010157	0,0010419	0,0011004	0,001551
	h	3,0	253,5	420,9	676,4	852,6
	s	0,0000	0,8290	1,3038	1,938	2,326
4,0	v	0,0009987	0,0010152	0,0010414	0,0010997	0,001541
	h	4,0	254,4	421,7	677,0	853,0
	s	0,0002	0,8282	1,3030	1,936	2,324
5,0	v	0,0009976	0,0010147	0,0010408	0,0010990	0,001530
	h	5,1	255,3	422,5	677,7	853,6
	s	0,0004	0,8278	1,3020	1,935	2,322
6,0	v	0,0009971	0,0010143	0,0010403	0,0010983	0,001522
	h	6,1	256,1	423,3	678,4	854,0
	s	0,0004	0,8268	1,3012	1,934	2,320
7,0	v	0,0009966	0,0010139	0,0010400	0,0010977	0,001512
	h	7,1	256,9	424,1	679,0	854,5
	s	0,0004	0,8263	1,3003	1,933	2,319
8,0	v	0,0009961	0,0010134	0,0010396	0,0010972	0,001504
	h	8,1	257,8	424,9	679,6	855,0
	s	0,0004	0,8260	1,2996	1,931	2,317
9,0	v	0,0009956	0,0010129	0,0010393	0,0010966	0,001496
	h	9,1	258,7	425,7	680,3	855,5
	s	0,0004	0,8253	1,2988	1,930	2,316
10,0	v	0,0009951	0,0010125	0,0010386	0,0010958	0,001482
	h	10,1	259,6	426,5	681,0	856,0
	s	0,0004	0,8247	1,2982	1,929	2,314
20,0	v	0,0009904	0,0010083	0,0010339	0,0010891	0,001393
	h	20,1	268,1	434,2	687,4	860,6
	s	0,0013	0,8189	1,2909	1,919	2,299
30,0	v	0,0009857	0,0010041	0,0010293	0,0010825	0,001305
	h	30,1	276,5	441,9	693,6	865,4
	s	0,0013	0,8140	1,2834	1,908	2,287

Числа слева от ступенчатой линии относятся к жидкости, справа — к па

Продолжение

t = 250 °C	t = 300 °C	t = 350 °C	t = 400 °C	t = 450 °C	t = 500 °C	t = 550 °C
0,2274 2918 6,877	0,2578 3048 7,110	0,2871 3177 7,330	0,3065 3263 7,481	0,3255 3349 7,585	0,3539 3479 7,761	0,3776 3588 7,898
0,1392 2693 6,622	0,1585 3030 6,877	0,1775 3164 7,098	0,1899 3253 7,233	0,2021 3341 7,360	0,2201 3472 7,537	0,2350 3582 7,675
0,1084 2875 6,491	0,1255 3019 6,757	0,1410 3156 6,985	0,1511 3240 7,122	0,1609 3335 7,251	0,1755 3468 7,429	0,1875 3578 7,569
0,00826 2823 6,225	0,09119 2988 6,530	0,09230 3135 6,773	0,09929 3229 6,910	0,1061 3321 7,048	0,1161 3456 7,231	0,1243 3569 7,373
0,0015280 1037,4 2,696	0,05888 2955 6,352	0,06781 3113 6,613	0,07337 3211 6,762	0,07870 3306 6,900	0,08642 3445 7,087	0,09270 3560 7,231
0,0012264 1037,4 2,696	0,04539 2920 6,200	0,05316 3090 6,493	0,05761 3193 6,640	0,06224 3291 6,781	0,06858 3433 6,974	0,07370 3550 7,120
0,0012249 1037,6 2,695	0,03820 2880 6,000	0,04334 3067 6,371	0,04742 3174 6,535	0,05124 3275 6,681	0,05667 3421 6,876	0,06103 3540 7,028
0,0012238 1037,8 2,691	0,02948 2835 5,925	0,03530 3042 6,270	0,03997 3155 6,442	0,04339 3259 6,593	0,04817 3409 6,795	0,05197 3530 6,947
0,0012221 1037,9 2,688	0,02429 2784 5,788	0,03098 3017 6,177	0,03439 3135 6,356	0,03746 3244 6,516	0,04177 3397 6,722	0,04518 3520 6,876
0,0012207 1038,1 2,686	0,0014016 1344,3 3,249	0,02678 2989 6,089	0,03001 3114 6,280	0,03268 3227 6,443	0,03620 3386 6,656	0,03898 3510 6,813
0,0012185 1038,3 2,684	0,0013970 1342,2 3,244	0,02337 2958 6,002	0,02645 3093 6,207	0,02915 3211 6,377	0,03281 3372 6,595	0,03566 3499 6,756
0,0012065 1040,3 2,664	0,0013598 1333,2 3,204	0,001624 1739 3,676	0,00999 2616 5,563	0,01224 3019 5,947	0,01478 3238 6,144	0,01653 3380 6,339
0,0011931 1042,9 2,647	0,0013312 1329,0 3,171	0,001624 1676 3,747	0,00283 2155 4,476	0,00621 2743 5,340	0,00859 3073 5,799	0,01016 3268 6,045

Параметры насыщенного водяного пара по температурам

t, °C	p, МПа	v', м³/кг	v'', м³/кг	ρ, кг/м³	h', кДж/кг	h'', кДж/кг	r, кДж/кг	s', кДж/(кг·К)	s'', кДж/(кг·К)
0	0,006108	0,0010002	206,3		0	2501	2501	0	9,1544
10	0,001228	0,0010004	106,42	0,009398	42,04	2519	2477	0,1510	8,8994
20	0,002337	0,0010016	57,84	0,01729	83,90	2537	2454	0,2954	8,6665
50	0,01233	0,0010121	12,04	0,08305	209,3	2592	2383	0,7038	8,0753
80	0,04736	0,0010290	3,408	0,2934	334,9	2643	2308	1,0753	7,6115
100	0,10132	0,0010435	1,673	0,5977	419,1	2676	2257	1,3071	7,3547
125	0,23209	0,0010649	0,7704	1,299	525,0	2713	2188	1,5814	7,0777
150	0,4700	0,0010906	0,3928	2,547	632,2	2746	2114	1,8419	6,8383
175	0,8925	0,0011208	0,2166	4,617	741,1	2773	2032	2,0909	6,6256
200	1,5551	0,0011565	0,1272	7,862	852,4	2793	1941	2,3309	6,4318
225	2,55	0,0011992	0,07837	12,76	966,9	2802	1835	2,5640	6,2488
250	3,98	0,0012512	0,05006	19,98	1085,7	2801	1715	2,7934	6,0721
275	5,95	0,0013168	0,03274	30,53	1210,7	2785	1574,2	3,0223	5,8939
300	8,59	0,0014036	0,02164	46,21	1344,9	2749	1404,2	3,2548	5,7049
325	12,05	0,001529	0,01417	70,57	1493,6	2684	1190,3	3,5002	5,4891
350	16,54	0,001741	0,009603	113,6	1671,5	2565	893,5	3,7780	5,2117
374	22,09	0,00260	0,00347	288	485,3	512,7	27,4	4,3258	4,5418

Параметры критической точки: $p_к$=22,129 МПа; $t_к$=374,15 °C; $v_к$ = 0,00326 м³/кг.

Основные формулы для термодинамических процессов идеальных газов

Наименование процесса	Условие протекания процесса	Соотношение между параметрами	Удельная работа: изменения объема, Дж/кг	Удельная работа: изменения давления, Дж/кг	Удельная теплота, Дж/кг
Изохорный	$v = \text{const}$	$p_2/p_1 = T_2/T_1$	$l_{1,2} = 0$	$w_{1,2} = v(p_1 - p_2)$	$q_{1,2} = u_2 - u_1 = \overline{c}_v (T_2 - T_1)$
Изобарный	$p = \text{const}$	$v_2/v_1 = T_2/T_1$	$l_{1,2} = p(v_2 - v_1)$; $l_{1,2} = R_0 (T_2 - T_1)$	$w_{1,2} = 0$	$q_{1,2} = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1)$
Изотермический	$T = \text{const}$	$v_2/v_1 = p_1/p_2$	$l_{1,2} = 2{,}3\, p_1 v_1 \lg (v_2/v_1)$; $l_{1,2} = 2{,}3\, R_0 T \lg (p_1/p_2)$	$w_{1,2} = l_{1,2}$	$q_{1,2} = l_{1,2} = 2{,}3\, p_1 v_1 \times \lg (v_2/v_1) = 2{,}3\, R_0 T \times \lg (p_1/p_2)$
Адиабатный	$pv^k = \text{const}$ ($\delta q_{1,2} = 0$)	$p_2/p_1 = (v_1/v_2)^k$; $T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1}$; $T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{\frac{k-1}{k}}$	$l_{1,2} = \frac{p_1 v_1}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]$; $l_{1,2} = \frac{p_1 v_1}{k-1}\left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}\right]$; $l_{1,2} = \frac{R_0 T_1}{k-1}\left[1 - \frac{T_2}{T_1}\right]$	$w_{1,2} = k l_{1,2}$	$q_{1,2} = 0$; $l_{1,2} = u_1 - u_2$; $l_{1,2} = \overline{c}_v (T_1 - T_2)$; $w_{1,2} = h_1 - h_2 = \overline{c}_p (T_1 - T_2)$
Политропный	$pv^n = \text{const}$	Те же формулы, что и для адиабатного процесса, но с заменой показателя адиабаты k на показатель политропы n			$q_{1,2} = \left[\overline{c}_v - \frac{R_0}{n-1}\right](T_2 - T_1)$

Примеры производных единиц СИ, используемых в технической термодинамике и теплопередаче

Наименование величины	Обозначение	Единица
Площадь	S	м²
Объем, вместимость	V	м³
Линейная скорость	c	м/с
Ускорение	a	м/с²
Угловая скорость	ω	рад/с
Частота вращения	n	с⁻¹
Плотность	ρ	кг/м³
Удельный объем	v	м³/кг
Мольный объем	V_m	м³/моль
Молярная масса	M	кг/моль
Объемный расход	Q_v	м³/с
Массовый расход	Q_m	кг/с
Сила	F	Н
Сила тяжести (вес)	G	Н
Давление	p	Па
Работа изменения объема	L	Дж
Работа изменения давления	W	Дж
Удельная работа изменения объема	l	Дж/кг
Удельная работа изменения давления	w	Дж/кг
Энергия	E	Дж
Мощность	P	Вт
Динамическая вязкость	μ	Па·с
Кинематическая вязкость	ν	м²/с
Теплота, количество теплоты	Q	Дж
Тепловой поток	Φ	Вт
Поверхностная плотность теплового потока	q	Вт/м²
Теплопроводность	λ	Вт/(м·К)
Теплоемкость системы	C	Дж/К
Удельная теплоемкость	c	Дж/(кг·К)
Молярная теплоемкость	C_m	Дж/(моль·К)
Энтропия системы	S	Дж/К
Удельная энтропия	s	Дж/(кг·К)
Молярная энтропия	S_m	Дж/(моль·К)
Внутренняя энергия	U	Дж
Удельная внутренняя энергия	u	Дж/кг
Молярная внутренняя энергия	U_m	Дж/моль
Энтальпия	H	Дж
Удельная энтальпия	h	Дж/кг
Молярная энтальпия	H_m	Дж/моль
Удельная теплота	q	Дж/кг
Излучательность (энергетическая светимость)	M	Вт/м²

Продолжение

Наименование величины	Обозначение	Единица
Облученность (энергетическая освещенность)	E	Вт/м²
Лучистость (энергетическая яркость)	L	Вт/(ср·м²)
Сила излучения	J	Вт/ср

Приложение 11

Примеры замены устаревших терминов современными

Устаревшие термины	Современные термины
Ускорение силы тяжести	Ускорение свободного падения
Пружинные весы	Динамометр
Теплосодержание	Энтальпия
Емкость сосуда	Вместимость сосуда
Электромотор	Электродвигатель
Теплопроизводительность котла	Тепловая мощность котла
Холодопроизводительность холодильной установки	Холодильная мощность установки
Единица измерения физической величины	Единица физической величины
Нормальный кубометр (нм³)	Кубический метр (м³)
Микрон	Микрометр
Градус Кельвина (°К)	Кельвин (К)
Атомный вес	Относительная атомная масса
Молекулярный вес	Относительная молекулярная масса
Теплотворная способность топлива, теплотворность топлива	Удельная теплота сгорания топлива
Удельный тепловой поток (Вт/м²)	Поверхностная плотность теплового потока (Вт/м²)
Тепло, количество тепла	Теплота, количество теплоты

Список использованной литературы

1. *Алексеев Г. Н.* Общая теплотехника. М., 1980.
2. *Арнольд Л. Б., Михайловский Г. А., Селиверстов В. М.* Техническая термодинамика и теплопередача. М., 1979.
3. *Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е.* Техническая термодинамика. М., 1974.
4. *Михеев М. А., Михеева И. М.* Основы теплопередачи. М., 1973.
5. *Недужий И. А., Алабовский А. Н.* Техническая термодинамика и теплопередача. Киев, 1978.
6. *Рабинович О. М.* Сборник задач по технической термодинамике. М., 1969.
7. Стандарт СЭВ 1052—78. Метрология. Единицы физических величин. М., 1979.
8. Методические указания. Внедрение и применение СТ СЭВ 1052 — 78 «Метрология. Единицы физических величин» РД 50—160—79. М., 1979.
9. ГОСТ 8.417—81. «ГСИ. Единицы физических величин». М., 1981.
10. Политехнический словарь/Под ред. А. Ю. Ишлинского. М., 1980.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие ко второму изданию 3

ЧАСТЬ I. ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА 4

Глава 1. Общие понятия 4

§ 1.1. Предмет технической термодинамики 4
§ 1.2. Материя и энергия 6
§ 1.3. Физические состояния вещества. 6
§ 1.4. Масса, сила тяжести и вес 8
§ 1.5. Количество вещества, молярная масса, молярный объем 10
Контрольные вопросы 11

Глава 2. Основные параметры состояния 11

§ 2.1. Плотность и удельный объем 11
Задачи 12
§ 2.2. Давление. Единица давления 12
Задачи 13
§ 2.3. Давление и разрежение 13
Задачи 15
§ 2.4. Температура 16
Контрольные вопросы 19

Глава 3. Законы идеальных газов 19

§ 3.1. Идеальные газы 19
§ 3.2. Законы Бойля—Мариотта, Гей-Люссака и Шарля 20
§ 3.3. Уравнение состояния идеальных газов 21
§ 3.4. Закон Авогадро 23
§ 3.5. Уравнение Менделеева 24
Задачи 25
Контрольные вопросы 27

Глава 4. Смеси жидкостей, газов и паров. Газовые смеси 27

§ 4.1. Чистые вещества и смеси 27
§ 4.2. Состав смесей жидкостей, газов и паров 28
§ 4.3. Газовые смеси. Закон Дальтона 31
Задачи 34
§ 4.4. Объемные доли газовой смеси. 34
Контрольные вопросы 36

Глава 5. Теплоемкость 36

§ 5.1. Общие понятия и определения 39
§ 5.2. Теплоемкости изохорная и изобарная 39
§ 5.3. Нахождение истинных и средних теплоемкостей . 40
Задачи 43
§ 5.4. Теплоемкость смесей 44
Задачи 46
Контрольные вопросы 47

Глава 6. Первое начало термодинамики 47
§ 6.1. Уравнение первого начала термодинамики . . . 47
§ 6.2. Внутренняя энергия. Закон Джоуля 49
§ 6.3. pv-диаграмма. Работа изменения объема . . . 51
§ 6.4. Теплота. Функции состояния и процесса. . . . 54
§ 6.5. Работа изменения давления. Энтальпия 55
Контрольные вопросы 58

Глава 7. Термодинамические процессы газов 59
§ 7.1. Обратимые процессы. Их свойства 59
§ 7.2. Общие понятия об основных термодинамических процессах 61
§ 7.3. Изохорный процесс 61
Задачи 63
§ 7.4. Изобарный процесс 63
Задачи 66
§ 7.5. Физический смысл газовой постоянной. Уравнение Майера 67
§ 7.6. Изотермический процесс 68
Задачи 72
§ 7.7. Адиабатный процесс 72
Задачи 77
§ 7.8. Политропные процессы 78
Задачи 81
Контрольные вопросы 82

Глава 8. Второе начало термодинамики 83
§ 8.1. Общие понятия. Формулировки второго начала термодинамики 83
§ 8.2. Круговые процессы (циклы) тепловых машин . 84
Задачи 88
§ 8.3. Цикл Карно теплового двигателя 88
§ 8.4. Цикл Карно холодильной машины 93
Задачи 96
§ 8.5. Энтропия 96
Задачи 99
§ 8.6. Изменение энтропии изолированной системы . . 99
Задачи 102
§ 8.7. Энтропия и работоспособность изолированной системы 102
§ 8.8. Эксергия 104
§ 8.9. Ts-диаграмма. 108
§ 8.10. Регенеративный цикл 112
Контрольные вопросы 113

Глава 9. Процессы компрессорных машин 113
§ 9.1. Общие понятия 113
§ 9.2. Процесс идеального одноступенчатого поршневого компрессора 117
Задачи 121
§ 9.3. Процесс идеального многоступенчатого поршневого компрессора 122
Задачи 126
Контрольные вопросы 127

Глава 10. Термодинамические циклы двигателей внутреннего сгорания и газотурбинных установок . . . 127
§ 10.1. Общие понятия . . . 127
§ 10.2. Термодинамический цикл ДВС со смешанным подводом теплоты . . . 128
Задачи . . . 134
§ 10.3. Термодинамический цикл ДВС с изохорным подводом теплоты . . . 134
Задачи . . . 137
§ 10.4. Термодинамический цикл газотурбинных установок с изобарным подводом теплоты . . . 138
§ 10.5. Газотурбинные установки с регенерацией . . . 142
Задачи . . . 147
Контрольные вопросы . . . 148

Глава 11. Общие свойства жидкостей и паров . . . 149
§ 11.1. Основные параметры состояния жидкости и пара 149
§ 11.2. Пограничные кривые . . . 152
§ 11.3. Критическая температура . . . 154
Контрольные вопросы . . . 156

Глава 12. Таблицы и диаграммы водяных паров . . . 156
§ 12.1. Таблицы параметров жидкости и сухого насыщенного пара . . . 156
§ 12.2. Параметры состояния влажного насыщенного пара 159
Задачи . . . 162
§ 12.3. Таблицы параметров перегретого пара . . . 162
Задачи . . . 163
§ 12.4. Ts-диаграмма . . . 164
§ 12.5. hs-диаграмма . . . 167
Задачи . . . 170
Контрольные вопросы . . . 170

Глава 13. Термодинамические процессы паров . . . 171
§ 13.1. Общий метод решения задач . . . 171
§ 13.2. Изобарный процесс . . . 172
Задачи . . . 176
§ 13.3. Адиабатный процесс . . . 177
Задачи . . . 180
§ 13.4. Изотермический процесс . . . 181
Задачи . . . 184
§ 13.5. Изохорный процесс . . . 184
Задачи . . . 186
Контрольные вопросы . . . 186

Глава 14. Истечение газов и паров . . . 187
§ 14.1. Общие понятия. Истечение через суживающееся сопло . . . 187
§ 14.2. Критическая скорость потока и максимальный массовый расход рабочего тела . . . 190
§ 14.3. Истечение через сопло Лаваля . . . 194
Задачи . . . 197
§ 14.4. Расчет истечения газов и паров на hs-диаграмме 198
Задачи . . . 200
§ 14.5. Истечение через диффузоры . . . 201

§ 14.6. Дросселирование 202
Задачи 204
Контрольные вопросы 205

Глава 15. Термодинамические циклы паросиловых установок 205
§ 15.1. Простейшая схема паросиловой установки. . . 205
§ 15.2. Цикл Карно паросиловой установки 207
Задачи 210
§ 15.3. Цикл Ренкина 210
§ 15.4. Пути повышения экономичности цикла Ренкина 215
Задачи 220
§ 15.5. Усложненные циклы паросиловых установок 221
§ 15.6. Парогазовый цикл 230
§ 15.7. МГД-генератор. Цикл МГД-установки 231
Контрольные вопросы 235

Глава 16. Циклы холодильных установок 236

§ 16.1. Обратный цикл Карно 236
§ 16.2. Цикл воздушной компрессорной холодильной установки 238
§ 16.3. Цикл паровой компрессорной холодильной установки 239
§ 16.4. Цикл пароэжекторной холодильной установки 243
§ 16.5. Цикл абсорбционной холодильной установки 245
§ 16.6. Тепловой насос 247
Контрольные вопросы 249

Глава 17. Влажный воздух 249

§ 17.1. Основные характеристики влажного воздуха. 249
§ 17.2. I,d-диаграмма влажного воздуха 253
Контрольные вопросы 256
ЧАСТЬ ВТОРАЯ. ОСНОВЫ ТЕПЛООБМЕНА . . . 257

Глава 18. Общие понятия. Теплопроводность. 257

§ 18.1. Общие понятия 257
§ 18.2. Перенос теплоты теплопроводностью сквозь плоскую стенку 259
§ 18.3. Перенос теплоты теплопроводностью сквозь цилиндрическую и сферическую стенки 263
Контрольные вопросы 266

Глава 19. Конвективный теплообмен 266

§ 19.1. Общие понятия 266
§ 19.2. Подобие процессов конвективного теплообмена. 267
§ 19.3. Числа подобия 269
§ 19.4. Обобщенные математические зависимости в процессах конвективного теплообмена . . . 274
§ 19.5. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости 275
§ 19.6. Теплоотдача при свободном движении жидкости 284
§ 19.7. Особые случаи процессов теплоотдачи 285
Контрольные вопросы 290

Глава 20. Теплообмен излучением 290
§ 20.1. Основные законы теплового излучения 290
§ 20.2. Теплообмен излучением между твердыми телами 295
§ 20.3. Теплообмен излучением между газами и твердой стенкой 298
§ 20.4. Радиационно-конвективный теплообмен 299
Контрольные вопросы 302

Глава 21. Теплопередача. Теплообменные аппараты . . 302
§ 21.1. Теплопередача через плоскую стенку 302
§ 21.2. Основные типы теплообменных аппаратов . . . 305
§ 21.3. Тепловой расчет теплообменных аппаратов . . 307
Контрольные вопросы 315

Приложения 316
Приложение 1. Перечет значений некоторых механических и тепловых величин 316
Приложение 2. Относительная молекулярная масса и плотность некоторых газов при нормальных физических условиях 317
Приложение 3. Удельные газовые постоянные некоторых газов и водяного пара 318
Приложение 4. Таблицы истинных удельных теплоемкостей некоторых газов и водяного пара 318
Приложение 5. Параметры насыщенного водяного пара по давлению 320
Приложение 6. Параметры перегретого водяного пара 322
Приложение 7. Параметры насыщенного водяного пара по температурам 326
Приложение 8. is-диаграмма (см. вкл.)
Приложение 9. Основные формулы для термодинамических процессов идеальных газов 327
Приложение 10. Примеры применения единиц СИ, используемых в технической термодинамике и теплопередаче 328
Приложение 11. Примеры замены устаревших терминов современными 329

Список использованной литературы 330

Виталий Александрович Кузовлев

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ОСНОВЫ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Зав. редакцией К. И. Аношкина
Редактор М. Т. Самсонова
Младший редактор Н. М. Иванова
Художественный редактор Т. А. Дурасова
Технический редактор А. К. Нестерова
Корректор Р. К. Косинова

ИБ № 4240

Изд. № ОТ-380. Сдано в набор 10.05.83. Подп. в печать 20.06.83. Т-10500. Формат 84×108¹/₃₂. Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Объем 17,64 усл. печ. л. + вкл. 0,25 усл. печ. л. 17,89 усл. кр.-отт. Уч.-изд. л. 17,81 + вклад. 0,41. Тираж 40 000 экз. Зак. № 1017. Цена 85 коп.

Издательство «Высшая школа», 101430, Москва, ГСП-4, Неглинная ул., д. 29/14

Московская типография № 4 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли 129041, Москва, Б. Переяславская ул., д. 46