В. Н. КУЗНЕЦОВ, Н. В. ЖДАНОВ

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

ОМСК 2013

Министерство транспорта Российской Федерации
Федеральное агентство железнодорожного транспорта
Омский государственный университет путей сообщения

В. Н. Кузнецов, Н. В. Жданов

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Учебное пособие

Омск 2013

УДК 621.1:536.7(07)
ББК 31.31я7
К89

Техническая термодинамика: Учебное пособие для студентов специальности 140104 «Промышленная теплоэнергетика» / В. Н. Кузнецов, Н. В. Жданов; Омский гос. ун-т путей сообщения. Омск, 2013. 99 с.

В первых трех разделах настоящего учебного пособия рассмотрены состояние газа, газовые процессы и газовые циклы с анализом эффективности работы двигателей внутреннего сгорания и газотурбинных установок. В четвертом разделе представлены свойства воды и водяного пара, циклы паросиловых установок, пути повышения их экономичности; приведены сведения о циклах холодильных установок и свойствах влажного воздуха.

Пособие предназначено для студентов теплотехнических специальностей.

Библиогр.: 7 назв. Табл. 9. Рис. 80.

Рецензенты: доктор техн. наук, профессор Е. И. Сковородников;
доктор техн. наук, профессор

© Омский гос. университет
путей сообщения, 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 5
1. Основные понятия и определения. Состояние газа 7
1.1.Метод термодинамики. Термодинамическая система. Рабочее тело 7
1.2.Основные параметры состояния, их измерение 8
1.3.Законы идеального газа 10
1.4.Смеси идеальных газов 14
1.5.Понятие теплоемкости газов 16
2. Первый закон термодинамики. Газовые процессы 18
2.1.Виды энергии, внутренняя энергия, внешняя работа 18
2.2.Уравнение первого закона термодинамики. Энтальпия газа 21
2.3.Энтропия. Свойства T, s-диаграммы 23
2.4.Термодинамические процессы, их исследование 25
2.5.Процессы сжатия в компрессоре 37
3. Второй закон термодинамики. Газовые циклы 42
3.1.Цикл, его термический КПД. Понятие обратного цикла 42
3.2.Цикл Карно. Формулировки второго закона термодинамики 46
3.3.Энтропия необратимых процессов 49
3.4.Циклы двигателей внутреннего сгорания 51
3.5.Циклы газотурбинных установок 58
4. Водяной пар 62
4.1.Свойства воды и водяного пара. Диаграммы состояния p, v; T, s; h, s 62
4.2.Истечение и дросселирование газов и паров 69
4.3.Цикл Ренкина. Пути повышения КПД паросиловых установок 79
4.4.Цикл холодильной установки 86
4.5.Влажный воздух 88
Библиографический список 94
Приложение 95
Таблицы физических свойств различных веществ 95

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее пособие предназначено для студентов высших учебных заведений Федерального агентства железнодорожного транспорта теплоэнергетических специальностей, а также рекомендуется студентам, обучающимся по тепловозной, вагонной и машиностроительной специальностям механического факультета, а также для специальности «Подвижной состав электрического транспорта» электромеханического факультета.

Курс «Техническая термодинамика» предполагает подготовку студентов по теоретическим основам теплотехники. В первых трех разделах настоящего учебного пособия рассмотрены состояние газа, газовые процессы и газовые циклы с анализом эффективности работы двигателей внутреннего сгорания и газотурбинных установок. В четвертом разделе представлены свойства воды и водяного пара, циклы паросиловых установок, пути повышения их экономичности; приведены сведения о циклах холодильных установок и свойствах влажного воздуха.

Основным содержанием технической термодинамики является изучение процессов взаимного преобразования тепловой и механической энергии. В основу термодинамики положены два основных закона, установленных многовековым опытом деятельности человечества. Первый закон термодинамики характеризует балансовую сторону процессов превращения энергии. Он является количественным выражением закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым процессам. Второй закон термодинамики устанавливает направленность протекания процессов.

Цикличность протекания процессов в реальных теплосиловых установках позволяет ввести понятие цикла и его термического коэффициента полезного действия. Такой метод термодинамики дает возможность оценки эффективности тепловых двигателей, применяемых на предприятиях промышленности и транспорта, наметить пути повышения их экономичности и надежности.

По каждому из разделов планируется вслед за лекцией проведение лабораторной работы, практического аудиторного занятия с решением задач, а также выполнение домашнего задания. В конце изучения раздела проводится собеседование со студентами или тестирование с применением ЭВМ и выставляется оценка.

Такой метод изучения дисциплины и поразделной отчетности способствует стимулированию ритмичности самостоятельной работы студентов в течение семестра и контролю за ней со стороны преподавателя, ведет к интенсификации учебного процесса, а в итоге – к повышению успеваемости студентов и качества обучения.

1. Основные понятия и определения. Состояние газа

1.1. Метод термодинамики. Термодинамическая система. Рабочее тело

Термодинамика – наука о закономерностях превращения энергии. Основным содержанием технической термодинамики является изучение процессов взаимного преобразования тепловой и механической энергии.

В основу термодинамики положены два основных закона, установленных многовековым опытом деятельности человечества. Первый закон термодинамики характеризует балансовую сторону процессов превращения энергии. Он является количественным выражением закона сохранения и превращения энергии применительно к тепловым процессам. Второй закон термодинамики устанавливает направленность протекания процессов.

Метод термодинамики представляет собой строгое математическое развитие законов термодинамики. Однако прежде чем приступить к изучению этих законов, необходимо привести некоторые начальные сведения, понятия и определения.

Термодинамическая система – это совокупность тел, связанных с рассматриваемым процессом. Обычно она включает в себя, кроме рабочих тел и источников энергии, окружающую среду, под которой понимают бесконечно емкое тело, температура и давление которого являются независимыми параметрами.

Термодинамическая система может и не включать в себя всех названных тел. В частном случае отдельно взятое тело, состоящее из молекул и атомов, можно рассматривать как термодинамическую систему.

Рабочим телом является вещество, способное под действием нагревания и охлаждения изменять свое состояние и позволяющее превращать тепловую энергию в механическую. В теплотехнике в качестве рабочих тел широко применяют газы (чаще – смеси газов) и пары вследствие присущей им упругости и способности в больших пределах изменять свой объем. Точное описание «поведения» газообразных рабочих тел невозможно из-за достаточно сложных зависимостей, характеризующих состояние реальных газов с учетом всего многообразия микроявлений, которые происходят при взаимодействии их молекул. Изучение тепловых процессов значительно упрощается, если в качестве рабочего тела термодинамической системы принять гипотетический газ, молекулы которого не имеют собственного объема и между ними отсутствуют силы сцепления. Такой газ называют идеальным. Введение этого понятия оправданно

тем, что результаты расчетов по упрощенным зависимостям, справедливым для идеальных газов, достаточно близко совпадают с результатами экспериментов, проводимых с реальными газами, имеющимися в природе.

Из самого определения идеального газа следует (и это всегда подтверждается на практике), что чем разреженнее реальный газ, чем меньше плотность его молекул, тем меньшую долю занимает их собственный объем, тем меньше силы взаимодействия между молекулами, следовательно, тем больше газ по своим свойствам приближается к идеальному. Наоборот, уплотненный газ, находящийся вблизи состояния насыщения, по своим свойствам значительно отличается от идеального. Использование зависимостей, характерных для идеального газа, приводит при этом к существенным погрешностям. В условиях окружающей нас среды большинство газообразных веществ близко к идеальному газу.

1.2. Основные параметры состояния, их измерение

Любое вещество может находиться в одном из трех состояний: в виде газа, жидкости или твердого тела. При заданных условиях рассматриваемое вещество всегда находится лишь в одном неизменном состоянии. Например, в условиях окружающей человека среды воздух находится в газообразном состоянии. Изменяя эти условия, его можно превратить в жидкость или твердое тело.

Для того чтобы однозначно определить состояние рассматриваемого вещества, вводятся характеристики, называемые параметрами состояния. Параметры, которые можно измерить, называются основными: абсолютное давление, абсолютная температура, удельный объем.

Абсолютное давление p представляет собой силу, действующую по нормали к поверхности тела и отнесенную к единице этой поверхности. Возникновение этой силы связано с ударными воздействиями множества молекул на граничные стенки. Величина давления зависит от концентрации и подвижности молекул. Абсолютное давление обычно подсчитывается по показаниям двух приборов. В точке 1 (рис. 1.1) абсолютное давление p_1 выше атмосферного давления $p_б$, измеряемого барометром, на величину избыточного давления $p_м$, измеряемого манометром. Для этой точки

$$p_1 = p_б + p_м, \qquad (1.2.1)$$

т. е. при давлениях р, больших атмосферного, абсолютное давление складывается из избыточного и атмосферного и определяется по показаниям манометра и барометра. В точке 2, лежащей ниже линии атмосферного давления,

$$p_2 = p_б - p_в, \qquad (1.2.2)$$

где $p_в$ – показание вакуумметра, служащего для измерения разрежения. Таким образом, если абсолютное давление меньше атмосферного, то оно равно разности показаний барометра и вакуумметра.

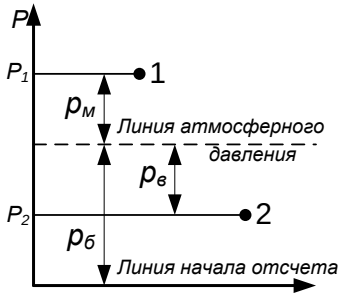


Рис. 1.2.1

Единицей измерения давления в Международной системе единиц СИ, введенной в нашей стране с января 1963 г. в качестве предпочтительной, является паскаль (Па). 1 Па – давление, оказываемое силой 1 Н (ньютон) на нормальную поверхность площадью 1 $м^2$, т. е. 1 Па = 1 Н/1$м^2$.

Так как величина этой единицы очень мала, то для практических измерений применяют килопаскаль (1 кПа = 10^3 Па) и мегапаскаль (1 МПа = = 10^6 Па). Встречается также единица, близкая по величине к атмосферному давлению, – бар (1 бар = = 10^5 Па = 10^5 Н/$м^2$).

В практике находят применение и другие единицы измерения давления: техническая атмосфера (1 ат = 1 кгс/$см^2$), физическая атмосфера (1 атм = = 760 мм рт. ст.), миллиметр ртутного или водяного столба. В табл. 1.1 приводятся соотношения между различными единицами измерения давления.

Таблица 1.2.1

Соотношения между единицами измерения давления

Единица измерения	Па	бар	ат	атм	мм рт. ст.
Па	1	10^{-5}	$1{,}01972\cdot10^{-5}$	$0{,}986223\cdot10^{-5}$	$750\cdot10^{-5}$
бар	10^5	1	1,01972	0,986223	750,062
ат	980665	0,980665	1	0,96784 1	735,550
атм	101325	1,01325	1 ,03323	1	760,00
мм рт. ст.	133,3	$1{,}333\cdot10^{-3}$	$1{,}359\cdot10^{-3}$	$1{,}316\cdot10^{-3}$	1

Тройная точка воды – это температура, при которой все три фазы воды (твердая, жидкая и газообразная) находятся в равновесии; она равна 273,16 К. Температура таяния льда на 0,01 меньше температуры тройной точки и равна 273,15 К.

За параметр состояния рабочего вещества в термодинамике принимают абсолютную термодинамическую температуру Т, измеряемую в кельвинах. В практических измерениях находит применение шкала Цельсия, цена деления которой равна цене деления абсолютной шкалы, однако за начало отсчета принят не абсолютный нуль, а точка таяния льда. Температура, измеренная в градусах Цельсия, обозначается t и связана с Т формулой:

$$t = T - 273{,}15. \qquad (1.2.3)$$

Удельный объем v вещества представляет собой объем единицы массы вещества. Если V – объем ($м^3$), занимаемый телом массой М кг, то удельный объем, $м^3/кг$,

$$v = \frac{V}{M}. \qquad (1.2.4)$$

Величина, обратная удельному объему, называется плотностью вещества, $кг/м^3$:

$$\rho = \frac{1}{v} = \frac{M}{V}. \qquad (1.2.5)$$

Объем, занимаемый 1 кг газа, может быть различен в зависимости от условий, при которых он находится. Для удобства сопоставления объемных расходов газа и других практических измерений вводят понятие нормальных условий. Условия, при которых рабочее вещество находится под давлением 101325 Па (760 мм рт. ст.) при температуре 273,15 К (0 ºС), называются нормальными. Единицу измерения объема газа при нормальных условиях обозначают $нм^3$.

1.3. Законы идеального газа

Введенное ранее понятие идеального газа базируется на представлении о молекулах, образующих газ, как материальных точках, взаимодействие которых между собой ограничивается соударениями. Для идеального газа известно

несколько законов, названных по имени их первооткрывателей. Эти законы впервые были сформулированы на основании опытов с реальными газами при давлениях, близких к атмосферному.

Так, закон Бойля-Мариотта (названный в честь двух ученых, независимо пришедших к одинаковому результату) устанавливает, что при неизменной температуре произведение давления газа на его объем постоянно:

$$pv = \text{const.} \qquad (1.3.1)$$

Если уравнение (1.6) записать для двух произвольных состояний, то получим $p_1v_1 = p_2v_2$, откуда

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}\ , \qquad (1.3.2)$$

т. е. при постоянной температуре давление и объем изменяются обратно пропорционально.

Ж. Гей-Люссак установил, что при постоянном давлении объем газа с подводом тепла увеличивается пропорционально температуре по линейной зависимости:

$$V = V_0\,(1 + \alpha\, t), \qquad (1.3.3)$$

где V, V_0 – объем газа при t и 0 °С соответственно;

$\alpha = \dfrac{1}{273{,}15}$ – коэффициент объемного расширения газов, $К^{-1}$.

Для температуры t_1 и t_2 отношение конечных объемов V_1 и V_2 получаем из уравнения (1.8), вынося за скобки α и произведя сокращение:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{\frac{1}{\alpha} + t_2}{\frac{1}{\alpha} + t_1} = \frac{273{,}15 + t_2}{273{,}15 + t_1} = \frac{T_2}{T_1}\,. \qquad (1.3.4)$$

Если к газу подводить тепло при неизменном объеме, то закон Гей-Люссака записывается в виде

$$p = p_0\,(1 + \alpha\, t), \qquad (1.3.5)$$

а соотношение между давлением и температурой:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}. \qquad (1.3.6)$$

Законы Бойля-Мариотта и Гей-Люссака дают соотношение между какими-либо двумя различными параметрами из трех известных основных параметров: T, p, v. Уравнение, связывающее все три параметра в виде

$$pv = RT, \qquad (1.3.7)$$

называется уравнением Клайперона. Оно однозначно связывает основные параметры состояния p, v и T и является уравнением состояния идеального газа. Постоянная величина R зависит не от состояния газа, а от его свойств. Она называется газовой постоянной.

При высокой температуре и небольшом давлении уравнение (1.12) достаточно точно описывает состояние реальных газов. При низкой температуре и большом давлении, когда состояние газа близко к сжижению, применение этого уравнения дает весьма существенные расхождения с опытом, так как принятая модель идеального газа не подходит для сильно уплотненного реального газа.

Рассмотрим еще два закона идеальных газов. Пусть в двух одинаковых объемах заключены различные газы при равных давлении и температуре. Число молекул в первом объеме – N_1, масса каждой молекулы – m_1, во втором объеме соответственно – N_2 и m_2. Закон Авогадро утверждает: в равных объемах различных идеальных газов, находящихся при одинаковых температуре и давлении, содержится равное число молекул.

Из закона Авогадро вытекает два важных следствия.

1) Масса газа в первом объеме $M_1 = N_1 m_1$, масса газа во втором объеме $M_2 = N_2 m_2$. Поскольку $N_1 = N_2$, то отношение этих масс $M_1 / M_2 = m_1 / m_2$. Масса одной молекулы m чрезвычайно мала, поэтому для удобства расчетов вводят понятие моля газа. Молем μ называют количество газа в килограммах, численно равное его молекулярной массе. Так, моль кислорода O_2 равен 32 кг/моль, окиси углерода CO – 28, водорода H_2 – 2 и т. д. Из очевидной пропорции

$m_1 / m_2 = \mu_1 / \mu_2$ приходим к выводу о том, что массы различных идеальных газов, заключенных в равных объемах при одинаковых температуре и давлениии, относятся между собой как их молекулярные массы, т. е.

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}. \qquad (1.3.8)$$

2) Равенство (1.13) перепишем в виде $M_1 / \mu_1 = M_2 / \mu_2$, где отношение массы всего газа к его молекулярной массе есть число молей газа $K = M / \mu$. Мы приходим к выводу, что в равных объемах газов, находящихся при одинаковых давлениях и температурах, содержится равное число молей газов: $K_1 = K_2$. Выразим объем первого газа V_1 как произведение объема одного моля $\mu_1 v_1$ на число молей K_1: $V_1 = \mu_1 v_1 K_1$. Для второго объема соответственно $V_2 = \mu_2 v_2 K_2$. Поскольку $V_1 = V_2$, то $\mu_1 v_1 = \mu_2 v_2$, объем моля для любых идеальных газов, находящихся при одинаковых температуре и давлении, есть величина постоянная:

$$\mu v = \text{const}. \qquad (1.3.9)$$

При нормальных условиях $\mu v = 22{,}4$ м^3/моль. Это легко проверить на примере любого газа. Так, для кислорода $\mu_{O_2} = 32$ кг/моль, $v_{O_2} = 0{,}7$ м^3/кг, $\mu v = 32 \cdot 0{,}7 = 22{,}4$ м^3/моль.

Перейдем к определению величины газовой постоянной R. Уравнение состояния (1.12) для одного моля газа имеет вид:

$$p\mu v = \mu RT. \qquad (1.3.10)$$

Подставляя численные значения p, T и μv для нормальных условий, находим

$$\mu R = \frac{p\mu v}{T},$$

$$\mu R = \frac{101325 \cdot 22{,}4}{273{,}15} = 8314{,}3 \text{ Дж/(моль·К)}. \qquad (1.3.11)$$

Эта величина одинакова для всех газов и называется универсальной газовой постоянной. Значение газовой постоянной R зависит от молекулярной массы газа и определяется по формуле:

$$R = \frac{\mu R}{\mu},$$

$$R = \frac{8314,3}{\mu} \text{ Дж/(кг·К).} \qquad (1.3.12)$$

Рассмотрим теперь идеальный газ, состоящий не из однородных молекул, а из молекул различных компонентов. Модель такого идеального газа будет представлять собой совокупность хаотически движущихся материальных точек, не имеющих объема, но масса и скорость этих материальных точек различны. Молекулы каждого компонента оказывают на стенки сосуда некоторое давление p_i, называемое парциальным, а общее давление, оказываемое на стенки сосуда молекулами всех n компонентов, равно сумме парциальных давлений каждого из компонентов:

$$p = \sum_{i=1}^{n} p_i \, . \qquad (1.3.13)$$

Это положение носит название закона Дальтона.

1.4. Смеси идеальных газов

Под газовыми смесями понимают механическую смесь нескольких газов, которые не находятся между собой в химическом взаимодействии. Каждый из компонентов ведет себя в смеси так, как если бы он один занимал весь объем. Если компоненты смеси представляют собой идеальные газы, то и вся смесь является идеальным газом, подчиняется всем законам идеального газа и описывается уравнением состояния идеального газа:

$$pv = R_{см} T, \qquad (1.4.1)$$

где $R_{см}$ – газовая постоянная смеси.

Значение $R_{см}$ может быть найдено по общей формуле:

$$R_{см} = \frac{8314}{\mu_{см}}, \qquad (1.4.2)$$

где $\mu_{см}$ – средняя молекулярная масса газовой смеси.

Иногда $\mu_{см}$ называют кажущейся молекулярной массой смеси, так как понятие моля для газовой смеси условно. Поскольку молекулярные массы компонентов μ_i смеси различны, то $\mu_{см}$ зависит от тех пропорций, в которых эта смесь

составлена. Обычно состав смеси задается массовыми m_i или объемными r_i долями. Если смесь состоит из n компонентов и известны их массы M_i, то массовой долей является отношение:

$$m_i = \frac{M_i}{\sum_{i=1}^{n} M_i} = \frac{M_i}{M_{см}}. \qquad (1.4.3)$$

При этом очевидно, что $\sum_{i=1}^{n} m_i = 1$. При объемном задании смеси каждый компонент (который в действительности занимает весь объем и находится под своим парциальным давлением) условно приводят к давлению смеси, под которым он занимает меньший объем, составляющий лишь некоторую часть объема смеси – так называемый приведенный объем V_i. Тогда по аналогии с уравнением (1.21) объемной долей является отношение приведенного объема компонента к объему смеси $V_{см}$:

$$r_i = \frac{V_i}{\sum_{i-1}^{n} V_i} = \frac{V_i}{V_{см}}. \qquad (1.4.4)$$

Сумма долей всех компонентов составляет единицу: $\sum_{i=1}^{n} r_i = 1$.

Связь между m_i и r_i может быть получена следующим образом:

$$m_i = \frac{M_i}{M_{см}} = \frac{\mu_i K_i}{\mu_{см} K_{см}} = r_i \frac{\mu_i}{\mu_{см}}. \qquad (1.4.5)$$

Так как $\sum_{i=1}^{n} m_i = 1$, то $\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{r_i \mu_i}{\mu_{см}} \right) = 1$. Отсюда кажущаяся молекулярная масса

$$\mu_{см} = \sum_{i=1}^{n} r_i \mu_i . \qquad (1.4.6)$$

При массовом задании смеси

$$\mu_{см} = \frac{M_{см}}{K_{см}} = \frac{M_{см}}{\sum_{i=1}^{n}\left(M_{см}\frac{m_i}{\mu_i}\right)} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i}{\mu_i}}. \qquad (1.4.7)$$

Таким образом, зная $\mu_{см}$ и определив по выражению (1.20) $R_{см}$, можно для заданной смеси газов пользоваться уравнением состояния идеального газа (1.19). Для удобства расчетов в табл. 1.2 предлагается сводка формул для газовых смесей, где кроме полученных приводятся без вывода формулы для определения плотности смеси $\rho_{см}$ и парциальных давлений p_i.

Таблица 1.2

Расчетные формулы для газовой смеси

Способ задания состава смеси	Параметр смеси			
	$\mu_{см}, \frac{кг}{кмоль}$	$R_{см}, \frac{кДж}{кг \cdot К}$	$\rho_{см}, \frac{кг}{м^3}$	p_i, Па
В массовых долях	$\frac{1}{\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i}{\mu_i}}$	$8{,}314\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i}{\mu_i}$	$\frac{1}{\sum_{i=1}^{n}\frac{m_i}{\rho_i}}$	$m_i\frac{R_i}{R_{см}}p$
В объемных долях	$\sum_{i=1}^{n} r_i\mu_i$	$\frac{8{,}314}{\sum_{i=1}^{n} r_i\mu_i}$	$\sum_{i=1}^{n} r_i\rho_i$	$r_i p$

1.5. Понятие теплоемкости газов

Под теплоемкостью понимают количество тепла, необходимое для нагрева единицы количества вещества на 1 °С. Из этого определения следует, что

$$c = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1}, \qquad (1.5.1)$$

где t_1 и t_2 – начальная и конечная температура газов;

q_{1-2} – тепло, подведенное к единице количества газа в процессе его нагрева от t_1 до t_2.

В зависимости от единицы измерения количества вещества различают массовую $\left(c = \frac{кДж}{кг \cdot К}\right)$, объемную $\left(c' = \frac{кДж}{м^3 \cdot К}\right)$ и мольную $\left(\mu c = \frac{кДж}{моль \cdot К}\right)$ теп-

лоемкость, между этими видами теплоемкости имеются простые связи: $c = \mu c / \mu$; $c' = \mu c / 22{,}4$; $c' = \rho c$. Зная величину теплоемкости, можно найти количество тепла, подведенное к телу или отведенное от него в каком-либо процессе 1 – 2:

$$q_{1-2} = c\,(t_2 - t_1). \qquad (1.5.2)$$

Нужно иметь в виду, что теплоемкость газов не является постоянной величиной. Она может принимать положительные и отрицательные значения, изменяясь в общем случае от $+\infty$ до $-\infty$.

Теплоемкость зависит прежде всего от способа подвода тепла, от характера процесса, в котором подводится пли отводится тепло. Действительно, анализируя выражение (1.26), можно заметить, что величина и знак теплоемкости определяются соотношением количества тепла q_{1-2} и изменением температуры рабочего тела в процессе 1 – 2. Как будет показано в дальнейшем, имеются процессы, в которых подвод тепла осуществляется без изменения температуры тела, т. е. $t_2 - t_1 = 0$. В этом случае теплоемкость становится равной бесконечности: $c = \infty$. Следовательно, сколько бы тепла ни подводилось, температура газа не повысится.

Возможны процессы, в которых температура тела изменяется без подвода тепла, т. е. при $q_{1-2} = 0$ теплоемкость $c = 0$.

Далее, если подводить тепло к 1 кг газа, находящегося в замкнутом объеме, то оно пойдет на увеличение его температуры и, следовательно, внутренней энергии. Если то же количество тепла подвести к 1 кг газа, имеющего возможность расширяться (например, в цилиндре с поршнем), то оно будет затрачено не только на возрастание внутренней энергии, но и на совершение работы против сил внешнего давления среды. Значит, прирост температуры в этом случае будет меньше, а теплоемкость – больше. Считая в первом процессе объем газа постоянным $v = \text{const}$, а во втором случае $p = \text{const}$, можно записать, что $c_P > c_v$.

С другой стороны, теплоемкость зависит от температуры газа. В общем случае эта зависимость определяется полиномом n-й степени:

$$c = a + bt + et^2 + \ldots , \qquad (1.5.3)$$

где a, b, e – постоянные для данного газа коэффициенты.

Зависимость $c = f(t)$ представлена на рис. 1.2. Теплоемкость, определенная из уравнения (1.26), является некоторой средней теплоемкостью c_m в интер-

вале температур $t_1 \div t_2$. При уменьшении этого интервала до бесконечно малого значения dt получаем истинное значение теплоемкости в каждой точке процесса:

$$c = \frac{dq}{dt}. \qquad (1.5.4)$$

Количество тепла в процессе 1 – 2 через истинную теплоемкость выразится как

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c\,dt. \qquad (1.5.5)$$

На рис. 1.2 найденное количество тепла представлено заштрихованной площадью. Это же тепло можно выразить через среднюю теплоемкость c_m:

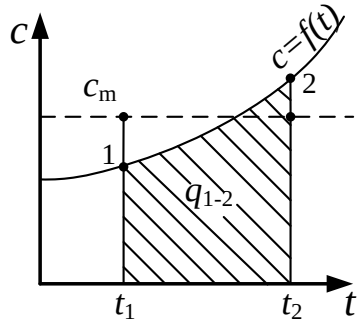


Рис. 1.5.1

$$q_{1-2} = c_m(t_2 - t_2). \qquad (1.5.6)$$

В практических расчетах пользуются таблицами средних теплоемкостей, которые приводятся в интервалах температур от 0 °С до t °С, т. е. $c_m\Big|_0^t$. Количество тепла q_{1-2} (согласно рис.1.2) может быть представлено в виде:

$$q_{1-2} = q\Big|_0^{t_2} - q\Big|_0^{t_1} = c_m\Big|_0^{t_2} t_2 - c_m\Big|_0^{t_1} t_1. \qquad (1.5.7)$$

2. Первый закон термодинамики. Газовые процессы

2.1. Виды энергии, внутренняя энергия, внешняя работа

Энергия проявляется в различных формах движения материи. Из всех видов энергии (механическая, химическая, внутриядерная, потенциальная энергия гравитационного, магнитного или электрического полей) тепловая энергия выделяется тем, что она связана с хаотическим молекулярным и внутримолекулярным движением, в то время как все другие перечисленные виды энергии связаны с направленным движением материи. Так, механическое перемещение

тела, движение электронов по проводнику, химическая реакция превращения одного вещества в другое – все это примеры энергии направленного движения в различных ее формах.

Тепловая же энергия газов проявляется в хаотическом поступательном, вращательном и колебательном движении молекул, которые находятся в постоянных взаимодействиях между собой, меняя при этом скорость по величине и направлению. Величина внутренней тепловой энергии газов зависит как от скорости движения молекул и атомов, так и от расстояния между ними. Скорость движения микрочастиц вещества зависит от температуры тела, а силы взаимодействия между ними – от удельного объема. Поэтому внутреннюю энергию можно представить как функцию двух основных параметров состояния – температуры T и удельного объема v:

$$u = f(T,v). \qquad (2.1.1)$$

Для модели идеального газа, в котором отсутствуют силы взаимодействия между молекулами, внутренняя энергия является функцией только температуры:

$$u = f(T). \qquad (2.1.2)$$

Внутренняя энергия газа в любом его состоянии не зависит от процесса, предшествовавшего данному состоянию. Значит, внутренняя энергия является параметром состояния газа.

Тепло, в отличие от внутренней энергии газа, не характеризует состояния газа и не является его параметром, а представляет собой переданное от одного тела к другому определенное количество энергии хаотического молекулярного и внутримолекулярного движения. Оно является результатом процесса перехода внутренней тепловой энергии от одного тела к другому при наличии между ними разности температур.

При передаче энергии в форме работы меняется величина энергии направленного движения. Например, при расширении газа в цилиндре происходит превращение его внутренней энергии в механическую энергию движения поршня. Количество этой превращенной из одного вида в другой энергии называют работой.

Работа, как и тепло, не может содержаться в каком-то теле. Она связана не с состоянием газа, а с процессом превращения энергии. Поэтому работа не является параметром состояния.

В технической термодинамике чаще всего рассматривается механическая работа, представляющая собой результат расширения или сжатия рабочего тела или его перемещения.

Если к 1 кг газа подвести элементарное количество тепла dq, то газ при нагревании увеличит свой объем на величину dv, при этом совершается работа расширения газа dl против сил внешнего давления среды:

$$dl = pdv. \qquad (2.1.3)$$

Полная работа расширения газа за счет подвода тепла q при изменении объема от v_1 до v_2

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} pdv\,. \qquad (2.1.4)$$

В p, v-диаграмме (рис. 2.1) площадь под процессом 1 – 2, ограниченная крайними ординатами и осью абсцисс, также представляет собой $\int_{v_1}^{v_2} pdv$, поэтому она является графической интерпретацией работы расширения.

Из рис. 2.2 видно, что если из состояния 1 газ переходит в состояние 2 в процессе 1А2, то работа расширения газа будет больше, чем по пути 1В2. Значит, работа расширения зависит от пути процесса, она является функцией процесса изменения состояния газа.

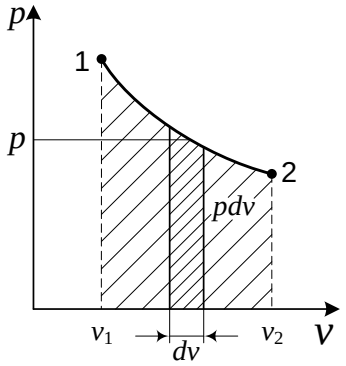


Рис. 2.1.1

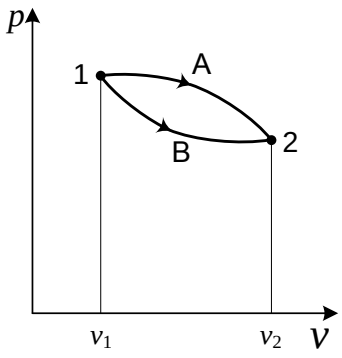


Рис. 2.1.2

2.2. Уравнение первого закона термодинамики. Энтальпия газа

Первый закон термодинамики имеет всеобщий характер, так как базируется на всеобщем фундаментальном законе сохранения и превращения энергии, который гласит: энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных процессах.

В технической термодинамике наибольший интерес представляют процессы взаимопревращения энергии в форме тепла и работы. В общем случае в результате подвода тепла к телу повышается его температура и увеличивается объем. Вследствие этого соответственно возрастает внутренняя энергия тела и производится внешняя работа расширения против давления окружающей среды. Таким образом, подведенное тепло Q расходуется на изменение внутренней энергии ΔU и совершение работы L:

$$Q = \Delta U + L. \qquad (2.2.1)$$

Для 1 кг газа это соотношение имеет вид:

$$q = \Delta u + l, \qquad (2.2.2)$$

а в дифференциальной форме:

$$dq = du + dl. \qquad (2.2.3)$$

Принято считать подведенное к рабочему телу тепло положительным, а отведенное – отрицательным. Работу, совершенную рабочим телом, считают положительной, а затраченную на сжатие рабочего тела – отрицательной.

С учетом выражения (2.3) уравнение первого закона термодинамики может быть записано в виде:

$$dq = du + pdv. \qquad (2.2.4)$$

В случае изохорного процесса v = const, dv = 0,

$$dq_v = du, \qquad (2.2.5)$$

т. е. тепло расходуется только на изменение внутренней энергии.

В соответствии с выражением истинной теплоемкости для изохорной теплоемкости получаем

$$c_v = \frac{dq_v}{dT} = \frac{du}{dT}, \qquad (2.2.6)$$

поэтому

$$du = c_v dT. \qquad (2.2.7)$$

Для идеального газа уравнение первого закона термодинамики может быть записано в виде:

$$dq = c_v dT + pdv. \qquad (2.2.8)$$

Важную роль в теплоэнергетических расчетах играет величина суммы внутренней энергии u и произведения pv:

$$h = u + pv. \qquad (2.2.9)$$

Величина h называется энтальпией. Так как она содержит только параметры u, p, v, то сама является параметром состояния.

Уравнение первого закона термодинамики в виде (2.8) с использованием соотношения d(pv) = pdv + vdp может быть представлено как dq = du + d(pv) – – v(dp) или dq = d(u + pv) – vdp.

Отсюда первый закон термодинамики может быть записан выражением, содержащим энтальпию:

$$dq = dh – vdp. \qquad (2.2.10)$$

В случае изобарного процесса p = const, dp = 0, значит, $dq_p = dh$, т. е. в изобарном процессе тепло затрачивается на изменение энтальпии рабочего тела. С другой стороны, изменение энтальпии в этом процессе может характеризовать количество подведенного или отведенного тепла.

По аналогии с уравнением (2.10) выражение для изобарной теплоемкости будет иметь вид:

$$c_v = \frac{dq_p}{dT} = \frac{dh}{dT}, \qquad (2.2.11)$$

следовательно,

$$dh = c_p dt. \qquad (2.2.12)$$

Это значит, что для идеального газа энтальпия, как и внутренняя энергия, зависит только от температуры.

В конечном процессе 1 – 2 изменение энтальпии $\Delta h_{1\text{-}2} = c_p(T_2 - T_1)$. Принимая за начало отсчета энтальпии состояние газа при 0 °С, для произвольной температуры T получаем $h = c_p T$. Таким образом, энтальпия есть количество тепла, необходимое для нагревания при постоянном давлении 1 кг газа от 0 °С до данной температуры.

Продифференцировав формулу (2.13) по температуре, получаем:

$$\frac{dh}{dT} = \frac{du}{dT} + \frac{d(pv)}{dT}. \qquad (2.2.13)$$

Из уравнения состояния идеального газа $pv = RT$ следует: $d(pv) / dT = R$. После подстановки этого выражения в формулу (2.17) с учетом соотношений (2.11) и (2.16) получаем уравнение Майера:

$$c_p = c_v + R. \qquad (2.2.14)$$

2.3. Энтропия. Свойства T, s-диаграммы

В уравнении первого закона термодинамики $dq = du + pdv$ только du является полным дифференциалом внутренней энергии u. Введением множителя 1/T можно привести это уравнение к уравнению в полных дифференциалах:

$$\frac{dq}{T} = \frac{du}{T} + p\frac{dv}{T} = ds. \qquad (2.3.1)$$

где ds – полный дифференциал параметра s, называемого энтропией.

Для идеальных газов $pv = RT$, $du = c_v\,dT$, поэтому

$$ds = c_v\frac{dT}{T} + R\frac{dv}{v}. \qquad (2.3.2)$$

Здесь $\frac{dT}{T}$ и $\frac{dv}{v}$ – полные дифференциалы, значит, и ds – полный дифференциал.

Это свойство величины s является признаком того, что она является параметром состояния.

После интегрирования выражения (2.20) получаем расчетные формулы для определения энтропии

$$s = c_v \ln T + R \ln v + const \qquad (2.3.3)$$

или изменения энтропии в каком-либо процессе 1 – 2:

$$\Delta s_{1-2} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \qquad (2.3.4)$$

Аналогичные выражения могут быть получены и через другие параметры, например, с помощью преобразования уравнения (2.14) и с учетом формулы (2.16), имеем:

$$\Delta s_{1-2} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}. \qquad (2.3.5)$$

Если параметры точки 1 принять за нормальные физические условия, которые приняты за начало отсчета энтропии, то величина энтропии в любой точке

$$s = c_v \ln \frac{T_2}{273} + R \ln \frac{v_2}{v_н}. \qquad (2.3.6)$$

Согласно уравнению (2.19) энтропия связана с теплом выражением $ds = dq / T$, откуда

$$dq = Tds. \qquad (2.3.7)$$

Эта связь тепла и энтропии оказывается весьма важной для анализа термодинамических процессов в диаграмме T, s. Площадь под произвольным процессом 1 – 2, ограниченная крайними ординатами и осью абсцисс (рис. 2.3), представляет собой интеграл элементарной площадки Tds в пределах от s_1 до s_2, т. е. $\int_{s_1}^{s_2} Tds$. Из уравнения (2.25) этот же интеграл выражает количество тепла в процессе 1 – 2:

$$q_{1-2} = \int_{s_1}^{s_2} Tds\,. \qquad (2.3.8)$$

Отсюда вытекает важнейшее свойство T, s-диаграммы: количество тепла, подведенное или отведенное в процессе, выражается площадью под этим процессом. Это обстоятельство позволяет называть T, s-диаграмму тепловой диаграммой.

Отметим еще одно свойство T, s-диаграммы. Для произвольной точки M процесса 1 – 2 (рис. 2.4) dT / ds = T / ab, откуда отрезок ab = Tds / dq, с учетом выражения (2.25) ab = dq / dT, т. е. отрезок ab представляет собой величину истинной теплоемкости c в точке M. Таким образом, в T, s-диаграмме теплоемкость в любой точке процесса выражается величиной отрезка подкасательной ab.

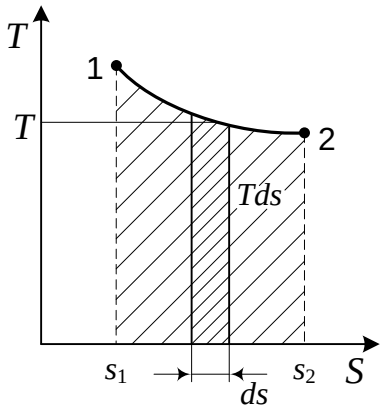


Рис. 2.3.1

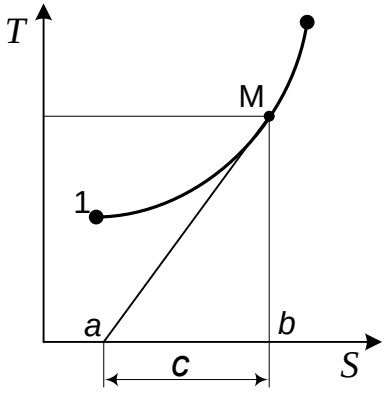


Рис. 2.3.2

Это свойство позволяет утверждать, что процесс 1 – 2 протекает тем круче, чем меньше его теплоемкость, И наоборот, если теплоемкость процесса больше, то он графически в T, s-диаграмме изображается более пологой кривой.

2.4. Термодинамические процессы, их исследование

При изменении хотя бы одного из параметров состояния изменяется состояние термодинамической системы, т. е. происходит термодинамический процесс. Равновесными называются процессы, представляющие собой непрерывную последовательность равновесных состояний системы (эти состояния характеризуются тем, что все части системы имеют одинаковые температуру, давление, концентрацию и пр.).

Если при протекании процесса система не находится в состоянии равновесия, то такой процесс является неравновесным.

Все реальные процессы в большей или меньшей степени неравновесные. Типичным примером неравновесного процесса является сжатие газа в цилиндре с поршнем. При перемещении поршня в первую очередь сжимаются те слои газа, которые находятся вблизи поршня. Затем волна давления распространяется по всему объему газа. Давление газа в каждый момент времени различно в разных точках объема цилиндра. Только при очень медленном перемещении поршня давление газа по всему объему практически будет успевать выравниваться и процесс можно считать близким к равновесному. Таким образом, при стремлении скорости процесса к нулю неравновесный процесс приближается к равновесному. В дальнейшем будут рассмотрены только равновесные процессы.

Состояние вещества, как уже отмечалось, вполне определяется любыми двумя параметрами и изображается в диаграмме состояния точкой. Например, на рис. 2.5 в диаграмме p, v начальное состояние газа изображается точкой 1 с координатами p_1, v_2.

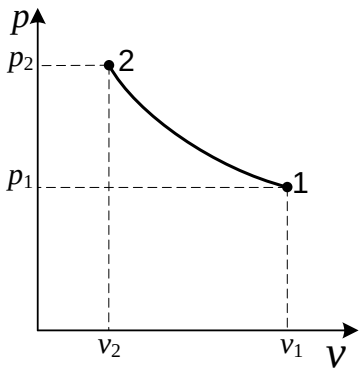


Рис. 2.4.1

Процесс перехода газа из состояния 1 в состояние 2 с параметрами p_2, v_2 графически изображается некоторой кривой 1 – 2, каждая точка которой характеризует равновесное состояние газа. Линия 1 – 2, показывающая изменение параметров в процессе, называется кривой процесса. Математическое выражение, описывающее закономерность протекания процесса, называется уравнением процесса.

При исследовании термодинамических процессов необходимо решить следующие задачи:

1) получить уравнение процесса;

2) установить соотношение между параметрами в начале и в конце процесса;

3) изобразить процесс в диаграммах p, v и T, s;

4) определить работу l и тепло q процесса, а также изменение параметров Δu, Δh, Δs.

Изохорный процесс – это процесс, протекающий при постоянном объеме. Уравнение процесса: v = const. Запишем уравнения состояния для начальной точки процесса 1 и конечной – 2: $p_1v_1 = RT_1$; $p_2v_2 = RT_2$.

Поскольку $v_1 = v_2$, то после деления второго уравнения на первое получаем соотношение параметров в процессе v = const:

$$p_2 / p_1 = T_2 / T_1, \qquad (2.4.1)$$

т. е. при изохорном подводе тепла к идеальному газу его давление и температура изменяются прямо пропорционально.

В p,v-диаграмме изохора представляет собой линию, параллельную оси ординат (рис. 2.6). Площадь под процессом в этой диаграмме характеризует работу, которая для изохорного процесса, как видно из графика, равна нулю. Это же вытекает из уравнения работы расширения: dl = pdv при v = const, dv = 0, dl = 0.

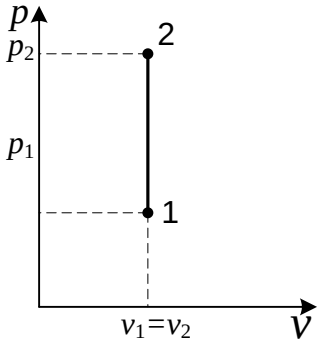


Рис. 2.4.2

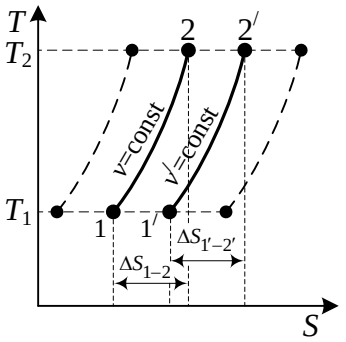


Рис. 2.4.3

Записав уравнение первого закона термодинамики dq = du + dl, для изохоры получаем dq = du, т. е. все тепло идет на повышение внутренней энергии. Поскольку для идеального газа $du = c_v dT$, то в процессе 1 – 2

$$q_{1-2} = \Delta u_{1-2} = c_v(T_2 - T_1). \qquad (2.4.2)$$

Изменение энтальпии, имея в виду, что $dh = c_p dT$,

$$\Delta h_{1-2} = c_p(T_2 - T_1). \qquad (2.4.3)$$

Изменение энтропии в изохорном процессе найдем из общей формулы (2.22), которая при $v_1 = v_2$ приобретает вид:

$$\Delta s_{1-2} = c_v \ln T_2 / T_1. \qquad (2.4.4)$$

Уравнение (2.30) показывает, что в T, s-координатах изохоры представляют собой логарифмические кривые (рис. 2.7). Причем изохоры 1 – 2 и 1' – 2' располагаются эквидистантно, так как в одинаковом интервале температур приращения энтропии для обеих изохор будут равны между собой: $\Delta s_{1-2} = \Delta s_{1'-2'}$ (на графике отрезок 11' равен отрезку 22').

Кроме того, из выражения (2.25) следует, что при одинаковой температуре (например, T_1) энтропия будет тем больше, чем больше объем. Поэтому изохора справа имеет больший объем: $v' > v$.

Изобарный процесс протекает при давлении p = const. Соотношение начальных и конечных параметров будет таким:

$$v_2 / v_1 = T_2 / T_1. \qquad (2.4.5)$$

Следовательно, при изобарном изменении состояния газа его удельный объем изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре. В p,v-диаграмме изобара изображается линией 1 – 2, параллельной оси абсцисс (рис. 2.8). Площадь под процессом 1 – 2 отражает величину работы расширения и может быть найдена как площадь заштрихованного прямоугольника:

$$l_{1-2} = p(v_2 - v_1). \qquad (2.4.6)$$

С использованием уравнения состояния pv = RT формулу для определения работы можно переписать в виде

$$l_{1-2} = R(T_2 - T_1). \qquad (2.4.7)$$

Из уравнения первого закона термодинамики, записанного в виде dq = dh – vdp для изобарного процесса (p = const, dp = 0) имеем:

$$dq = dh. \qquad (2.4.8)$$

Следовательно, в процессе 1 – 2

$$q_{1-2} = \Delta h_{1-2} = c_p(T_2 - T_1). \qquad (2.4.9)$$

Изменение энтропии из уравнения (2.27) при $p_1 = p_2$

$$\Delta s_{1-2} = c_p \ln T_2 / T_1. \qquad (2.4.10)$$

Отсюда следует, что изобары, как и изохоры, изображаются в T,s-диаграмме логарифмическими кривыми, эквидистантно расположенными относительно друг друга (рис. 2.9). Изобара справа имеет меньшее давление: $p' < p$. Сравнивая формулы (2.30) и (2.36), приходим к выводу, что в одинаковых интервалах температур Δs_{1-2} при $p = const$ больше, чем при $v = const$, так как $c_p > c_v$. Поэтому изобары располагаются более полого, чем изохоры. К этому же можно прийти, используя свойство подкасательной (см. подразд. 2.3).

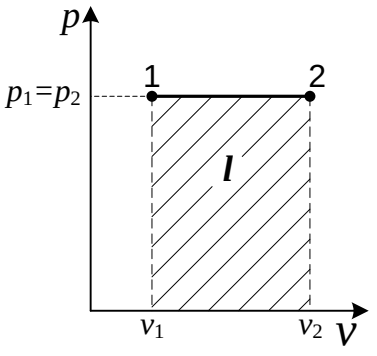


Рис. 2.4.4

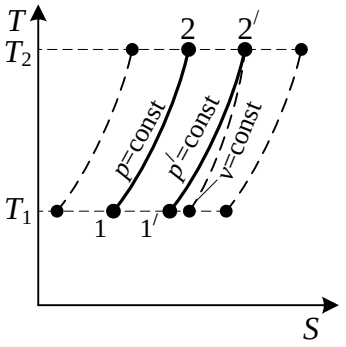


Рис. 2.4.5

Изотермный процесс имеет уравнение $T = const$, т. е. протекает при постоянной температуре. Воспользовавшись уравнением Клапейрона $pv = RT$, в котором при $T = const$ в правой части оказываются только постоянные величины, получаем

$$pv = const. \qquad (2.4.11)$$

Это вторая форма записи уравнения изотермного процесса. В процессе $1 - 2$ $p_1v_1 = p_2v_2$, тогда $p_2 / p_1 = v_1 / v_2$, т. е. в изотермном процессе с увеличением давления объем уменьшается.

Уравнение изотермы (2.37) есть уравнение равнобокой гиперболы. Вид кривых изотермного процесса показан на рис. 2.10. Чтобы определить, какая из изотерм имеет большую температуру, сравним значения температуры в точках 1 и 1', лежащих на изобаре $p_1 = const$. Так как для изобарного процесса $1 - 1'$ $v_1' / v_1 = T_1' / T_1$, то при $v_1' > v_1$ $T_1' > T_1$. Таким образом, изотерма, отстоящая дальше от начала координат, имеет большую температуру.

В T,s-диаграмме изотерма изображается прямой, параллельной оси абсцисс (рис. 2.11). Площадь под процессом представляет собой количество тепла,

подведенного или отведенного в процессе: $q_{1–2} = T(s_2 – s_1)$. Изменение энтропии из общей формулы (2.22) при $T_1 = T_2$

$$\Delta s_{1–2} = R \ln v_2 / v_1, \qquad (2.4.12)$$

поэтому количество тепла

$$q_{1–2} = RT \ln v_2 / v_1. \qquad (2.4.13)$$

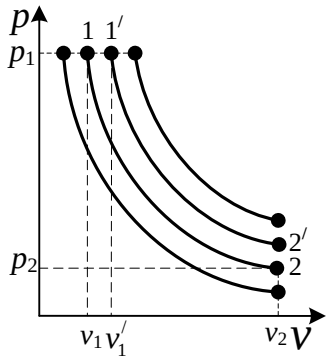


Рис. 2.4.6

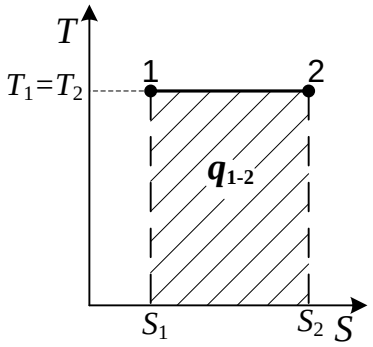


Рис. 2.4.7

Поскольку для идеального газа $du = c_v\, dT$ и $dh = c_p\, dT$, то при $T = const$ $dT = 0$, следовательно, изотермические процессы протекают без изменения внутренней энергии и энтальпии:

$$\Delta u_{1–2} = 0;\ \Delta h_{1-2} = 0. \qquad (2.4.14)$$

Работа процесса вычисляется по уравнению первого закона термодинамики: $dq = du + dl$. Подставляя $du = 0$, приходим к выводу, что в изотермическом процессе работа равна подведенному теплу: $dl = dq$, или

$$l_{1–2} = q_{1–2} = RT \ln v_2 / v_1. \qquad (2.4.15)$$

Адиабатный процесс – это процесс, протекающий без подвода или отвода тепла: $dq = 0$. Используя связь $ds = dq / T$, получаем $ds = 0$, следовательно,

$$s = const. \qquad (2.4.16)$$

Выражение (2.42) является уравнением адиабатного процесса. В T,s-диаграмме адиабата представляет собой прямую, параллельную оси ординат (рис. 2.12). Соотношение между параметрами в адиабатном процессе может

быть найдено по формуле (2.22) изменения энтропии. Преобразовав уравнение Майера $c_p - c_v = R$ и обозначив $c_p / c_v = k$, получаем

$$c_v = \frac{R}{k-1}. \qquad (2.4.17)$$

Коэффициент k называется показателем адиабаты. После подстановки формулы (2.43) в исходное выражение (2.22) имеем:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}. \qquad (2.4.18)$$

Используя уравнение Клапейрона $pv = RT$, можно получить соотношения между другими параметрами в адиабатном процессе:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k}, \qquad (2.4.19)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \qquad (2.4.20)$$

Переписав уравнение (2.45) в виде $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$ и учитывая, что точки 1 и 2 выбраны произвольно, приходим к выводу, что выражение

$$pv^k = \text{const} \qquad (2.4.21)$$

обладает общностью и справедливо для любой точки процесса, поэтому может служить уравнением адиабатного процесса. Его использование удобно для анализа адиабаты в p, v-диаграмме.

Реже применяется уравнение адиабаты, полученное из формулы (2.45) и (2.46), в виде $Tv^{k-1} = \text{const}$ или $T^k p^{1-k} = \text{const}$.

В диаграмме p,v адиабата, как видно из уравнения (2.47), представляет собой неравнобокую гиперболу (рис. 2.13). Здесь же показана изотерма $pv = \text{const}$. Сравним конечные давления в одинаковых интервалах изменения объема соответственно для адиабаты и изотермы, исходящих из точки 1: $p_2 = p_1 (v_1/v_2)^k$; $p_2' = p_1 (v_1/v_2)$.

Так как $k > 1$, а $v_1 / v_2 < 1$, то $(v_1 / v_2)^k < v_1 / v_2$, т. е. $p_2 < p_2'$. Таким образом, адиабата проходит в p,v-диаграмме более круто, чем изотерма.

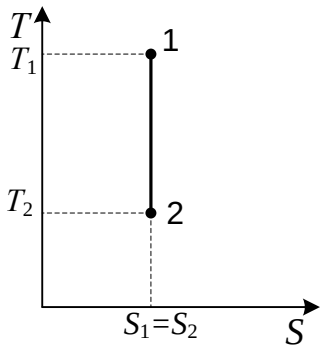


Рис. 2.4.8

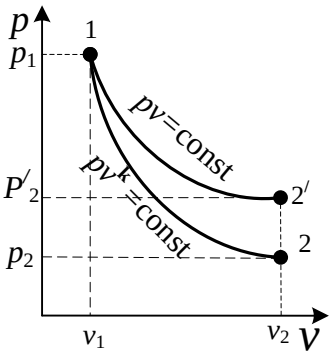


Рис. 2.4.9

Работа адиабатного процесса на основании первого закона термодинамики dq = du + dl при dq = 0

$$dl = - du, \qquad (2.4.22)$$

т.е. работа совершается за счет убыли внутренней энергии. Поскольку для любого процесса с идеальным газом $du = c_v dT$, то $dl = - c_v dT$ или в конечном процессе 1 – 2

$$l_{1-2} = c_v(T_1 - T_2) = - \Delta u_{1-2}. \qquad (2.4.23)$$

С учетом выражений (2.43), (2.46) и уравнения Клапейрона можно записать еще несколько удобных для работы выражений через различные параметры:

$$l_{1-2} = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \qquad (2.4.24)$$

Политропный процесс носит обобщающий характер, так как здесь не накладывается какого-либо ограничения, например постоянства одного из параметров в изохорном, изобарном и изотермном процессах или отсутствия теплообмена в адиабатном процессе. В связи с этим уравнение политропного процесса должно быть выведено из наиболее общих предпосылок. Воспользуемся

для этого уравнением первого закона термодинамики, которое для идеального газа можно записать в виде: $dq = c_v dT + pdv$.

Элементарное количество тепла dq можно выразить через произведение теплоемкости политропного процесса c на приращение температуры dT, тогда $cdT = c_v dT + pdv$ или

$$(c_v - c)dT + pdv = 0. \qquad (2.4.25)$$

Дифференцируя уравнение Клапейрона $pdv + vdp = RdT$, имеем

$$dT = \frac{pdv + vdp}{c_p - c_v}. \qquad (2.4.26)$$

Совместное решение уравнений (2.51) и (2.52) приводит к выражению:

$$\frac{c_p - c}{c_v - c} pdv + vdp = 0.$$

Введя обозначение

$$n = \frac{c_p - c}{c_v - c} \qquad (2.4.27)$$

и разделяя переменные, имеем $n = (dv/v) + dp/p = 0$, откуда после интегрирования получаем уравнение политропного процесса:

$$pv^n = const. \qquad (2.4.28)$$

Величина n называется показателем политропного процесса. Как и показатель адиабаты $k = c_p / c_v$, показатель политропы n, согласно выражению (2.53), представляет собой отношение теплоемкостей.

Конструктивно уравнение политропы аналогично уравнению адиабаты. На этом основании можно заключить, что все зависимости, вытекающие из этих уравнений, будут иметь внешнее сходство, только вместо k следует ставить n.

В соответствии с формулами (2.52) – (2.54) соотношения параметров в политропным процессе имеют вид:

$$\begin{cases} \dfrac{T_2}{T_1} = \left(\dfrac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}; \\ \dfrac{p_2}{p_1} = \left(\dfrac{v_1}{v_2}\right)^{n}; \\ \dfrac{T_2}{T_1} = \left(\dfrac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \end{cases} \qquad (2.4.29)$$

Работа политропного процесса, согласно выражению (2.50),

$$l_{1-2} = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) = \frac{1}{n-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{n-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]. \qquad (2.4.30)$$

Количество тепла в политропном процессе

$$q_{1-2} = c_v(T_2 - T_1) + \frac{R}{1-n}(T_2 - T_1) = \left(c_v + \frac{R}{1-n}\right)(T_2 - T_1). \qquad (2.4.31)$$

В то же время $q_{1-2} = c\,(T_2 - T_1)$, поэтому теплоемкость политропного процесса

$$c = c_v + R / (1 - n). \qquad (2.4.32)$$

К выражению (2.58) можно было прийти и непосредственно из уравнения (2.53). Подстановкой $R = c_p - c_v$ и $k = c_p / c_v$ выражение (2.58) приводится к виду:

$$c = c_v \frac{n-k}{n-1}, \qquad (2.4.33)$$

более удобному для анализа зависимости c от n.

Одновременно проследим, как уравнение политропы $pv^n = \text{const}$ трансформируется в соответствующие уравнения для частных (рассмотренных ранее) процессов.

Принимая $n = k$, находим, что теплоемкость такого процесса $c = 0$. Этот случай характерен для адиабаты, где $dq = 0$, $c = dq / dT = 0$. Подставив в урав-

нение политропы вместо n показатель k, получаем уравнение адиабаты: $pv^k = const$.

При n =1 c = ∞, что свойственно изотерме, dT = 0, c = dq / dT = ± ∞. Уравнение политропы pv^n = const при n = 1 становится уравнением изотермы: pv = const. При n = 0 c = k c_v = c_p, т. е. теплоемкость становится изобарной, уравнение политропы приобретает вид: p = const.

При n = ± ∞, представив выражение (2.59) в виде

$$c = c_v \frac{1 - k/n}{1 - 1/n}, \qquad (2.4.34)$$

имеем c = c_v. Уравнение политропы, переписанное в виде $p^{1/n}$ v = const, переходит в уравнение изохоры: v = const.

Таким образом, политропный процесс, описываемый уравнением pv^n = const, обобщает все частные случаи, при этом показатель политропы n и теплоемкость c принимают конкретные, вполне определенные значения.

Характер зависимостей теплоемкости c от показателя политропы n показан на рис. 2.14. Интересно отметить, что теплоемкость c, как видно из уравнения (2.59) и рис. 2.14, при 1 < n < k отрицательна. В этих процессах газ за счет внутренней энергии производит работу, превышающую количество подведенного тепла. Убыль внутренней энергии ведет к снижению температуры, хотя тепло подводится.

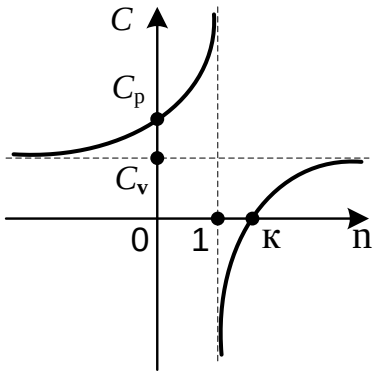


Рис. 2.4.10

Практическое использование формул для политропного процесса возможно в том случае, если известен показатель политропы n.

При заданных начальных и конечных параметрах процесса величина n определяется из следующих соображений.

Логарифмируя уравнение политропы $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$, получаем

$$n = \frac{\ln p_1 - \ln p_2}{\ln v_2 - \ln v_1}. \qquad (2.4.35)$$

Построив точки 1 и 2 в логарифмической диаграмме p,v (рис.2.15), обнаруживаем, что показатель n равен тангенсу угла наклона линии 1 – 2.

При переменном показателе политропы найденная величина n является средним значением показателя политропы в процессе 1 – 2. В том случае, когда по опытным данным можно построить график процесса (рис. 2.16), истинное значение n в каждой точке процесса определяется следующим образом.

В произвольной точке M $\frac{dp}{dv} = \frac{p}{\bar{a}}$, отсюда

$$pdv = -\bar{a}dp. \qquad (2.4.36)$$

Дифференцируя уравнение политропы (2.54) $v^n pd + npv^{n-1}dv = 0$ и разделив его на v^{n-1}, имеем $vpd + npdv = 0$ или

$$pdv = -\frac{vdp}{n}. \qquad (2.4.37)$$

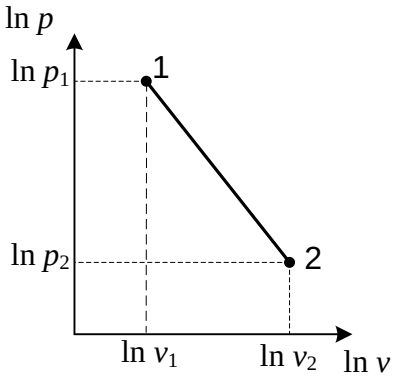


Рис. 2.4.11

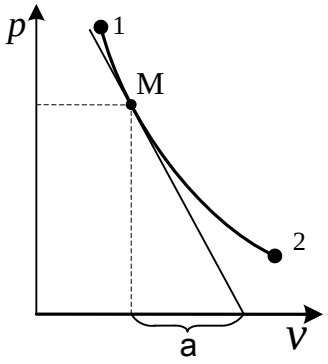


Рис. 2.4.12

Сравнивая (2.62) и (2.63), получаем $\bar{a} = v / n$, $n = v / \bar{a}$. Для любой точки процесса в p, v-диаграмме показатель политропы есть отношение величины удельного объема в этой точке к величине отрезка подкасательной.

На рис. 2.17, 2.18 в p,v- и T, s-диаграммах показано относительное расположение изохоры, изобары, изотермы и адиабаты, проведенных через произвольную точку O. При этом поле диаграммы разделяется на восемь областей, в которых показатель политропы n принимает различные значения, изменяясь по величине и по знаку. В областях 1 и 5 $0 > n > -\infty$, в областях 2 и 6 $1 > n > 0$, в областях 3 и 7 $k > n > 1$, в областях 4 и 8 $+\infty > n > k$.

Так как $dq = Tds$, то все процессы, начинающиеся в точке O и проходящие в областях 8, 1, 2, 3, т. е. протекающие при возрастании энтропии, будут идти с подводом тепла: $dq > 0$. В областях же 4, 5, 6, 7 $dq < 0$.

Знак изменения внутренней энергии определяется изменением температуры в процессе: $du = c_v dT$. Поэтому в областях 7, 8, 1, 2 $du > 0$, а в областях 3, 4, 5, 6 $du < 0$.

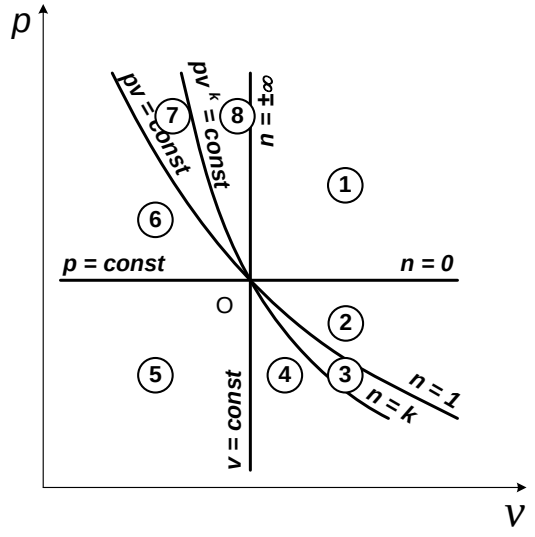


Рис. 2.4.13

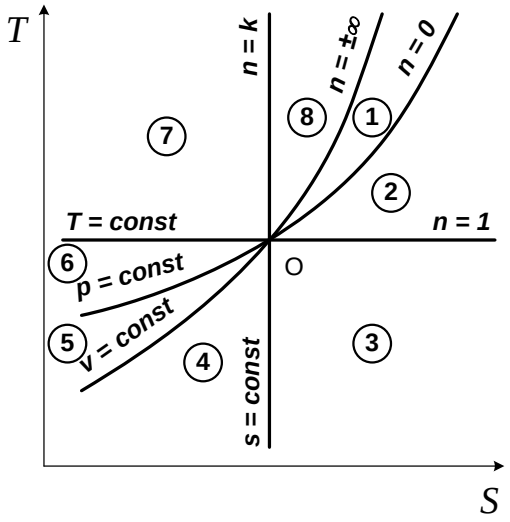


Рис. 2.4.14

Считая работу расширения положительной, а сжатия – отрицательной ($dl = pdv$), устанавливаем, что в областях 1, 2, 3, 4, где процессы протекают с ростом удельного объема, $dl > 0$, а в областях 5, 6, 7, 8 $dl < 0$.

Всю эту информацию о знаке тепла, изменения внутренней энергии и работы в различных процессах сведем в табл. 2.1.

Таблица 2.4.1

Определение знака тепла, внутренней энергии и работы

Величина	Область диаграммы							
	1	2	3	4	5	6	7	8
q_{1-2}	+	+	+	–	–	–	–	+
Δu_{1-2}	+	+	–	–	–	–	+	+
l_{1-2}	+	+	+	+	–	–	–	–

В заключение приведем сводку формул по газовым процессам, которая весьма удобна при решении практических задач, а также для подготовки к экзаменам (табл. 2.2).

Таблица 2.2 – Основные формулы, используемые при расчетах газовых процессов

Название процесса	Уравнение процесса	Соотношение между параметрами	Δu_{1-2}	Δh_{1-2}	Δs_{1-2}	q_{1-2}	l_{1-2}
Изохорный	v = const	$\frac{p_2}{p_1}=\frac{T_2}{T_1}$	$c_v(T_2-T_1)$	$c_p(T_2-T_1)$	$c_v\ln\frac{T_2}{T_1}$	$c_v(T_2-T_1)$	0
Изобарный	p = const	$\frac{v_2}{v_1}=\frac{T_2}{T_1}$	$c_v(T_2-T_1)$	$c_p(T_2-T_1)$	$c_p\ln\frac{T_2}{T_1}$	$c_p(T_2-T_1)$	$p(v_2-v_1)=$ $=R(T_2-T_1)$
Изотермный	T = const pv = const	$\frac{p_2}{p_1}=\frac{v_1}{v_2}$	0	0	$R\ln\frac{v_2}{v_1}$	$RT\ln\frac{v_2}{v_1}$	$RT\ln\frac{v_2}{v_1}$
Адиабатный	s = const pv^k = const	$\frac{p_2}{p_1}=\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k$; $\frac{T_2}{T_1}=\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}=\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$	$c_v(T_2-T_1)$	$c_p(T_2-T_1)$	0	0	$\frac{R}{k-1}(T_1-T_2)=$ $=\frac{1}{k-1}\times$ $\times(p_1v_1-p_2v_2)$
Политропный	pv^n = const	$\frac{p_2}{p_1}=\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n$; $\frac{T_2}{T_1}=\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}=\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}$	$c_v(T_2-T_1)$	$c_p(T_2-T_1)$	$c_v\ln\frac{T_2}{T_1}+$ $+R\ln\frac{v_2}{v_1}$	$\left(c_v+\frac{R}{1-n}\right)\times$ $\times(T_2-T_1)$	$\frac{R}{n-1}(T_1-T_2)=$ $=\frac{1}{n-1}\times$ $\times(p_1v_1-p_2v_2)$

2.5. Процессы сжатия в компрессоре

Машины для сжатия газов называются компрессорами. Они имеют широкое применение в технике как самостоятельные установки или как элемент более сложных установок – газотурбинных, холодильных и др.

Несмотря на большие конструктивные отличия компрессоров разных типов (поршневые, ротационные, центробежные, осевые) термодинамические принципы процессов сжатия газов в них одинаковы. Рассмотрим эти процессы на примере поршневого компрессора. При ходе поршня 1 (рис. 2.19) вправо открывается впускной клапан 2 и цилиндр наполняется газом. Этот процесс на индикаторной диаграмме изобразится линией 4 – 1, проходящей параллельно оси абсцисс при давлении p_1, близком к атмосферному.

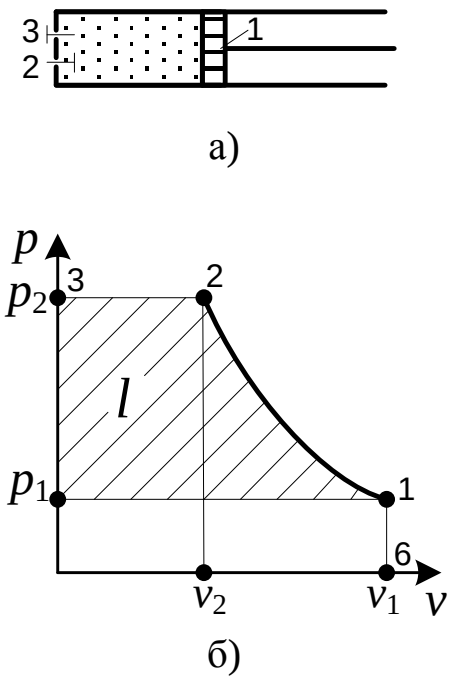


Рис. 2.5.1

С началом движения поршня влево впускной клапан закрывается и начинается сжатие газа – процесс 1 – 2. После достижения давления p_2 открывается выпускной клапан 3 и происходит вытеснение сжатого газа из цилиндра в нагнетательный патрубок – процесс 2 – 3.

С началом движения поршня влево впускной клапан закрывается и начинается сжатие газа – процесс 1 – 2. После достижения давления p_2 открывается выпускной клапан 3 и происходит вытеснение сжатого газа из цилиндра в нагнетательный патрубок – процесс 2 – 3.

В идеальном компрессоре, в котором отсутствует вредное пространство, весь сжатый газ вытесняется поршнем из цилиндра, поэтому переход от давления p_2 к давлению p_1 в момент изменения направления движения поршня происходит при $v_3 = v_4 = 0$. Затем все процессы вновь повторяются.

Считая, что сжатию подвергается 1 кг газа, определим работу l компрессора за два хода поршня (один оборот коленчатого вала компрессора). Она складывается из трех частей: работы всасывания в процессе 4 – 1 ($l_1 = p_1 v_1$), ра-

боты сжатия газа в процессе 1 – 2 ($l_2 = \int_{v_1}^{v_2} pdv$) и работы вытеснения сжатого газа из цилиндра в процессе 2 – 3 ($l_3 = p_2v_2$).

Суммируя l_1, l_2 и l_3, следует иметь в виду, что работа сжатия и работа вытеснения газа отрицательна. Однако, говоря о затратах работы на привод компрессора, заведомо подразумевают работу со знаком «минус», поэтому можно записать:

$$l = p_2v_2 - p_1v_1 + \int_{v_1}^{v_2} pdv. \qquad (2.5.1)$$

Эта работа на рис. 2.19 выражается площадью 1 – 2 – 3 – 4. Величина ее зависит от характера процесса сжатия 1 – 2. Можно представить два предельных случая. Если цилиндр компрессора имеет идеальную теплоизоляцию и процесс сжатия протекает достаточно быстро, то его можно считать адиабатным (1 – 2а на рис. 2.20). Работа адиабатного сжатия

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} pdv = \frac{1}{k-1}\left(p_2v_2 - p_1v_1\right). \qquad (2.5.2)$$

После подстановки в уравнение (2.64) получаем

$$l = \frac{k}{k-1}\left(p_2v_2 - p_1v_1\right). \qquad (2.5.3)$$

Если же цилиндр компрессора выполнен из идеально теплопроводного материала и процесс протекает достаточно медленно, так что температура газа остается равной температуре среды, то процесс сжатия будет изотермическим (1 – 2и).

Для изотермы $p_1v_1 = p_2v_2$; $\int_{v_1}^{v_2} pdv = RT\ln\frac{v_1}{v_2}$, поэтому работа компрессора

$$l = RT\ln\frac{v_1}{v_2}. \qquad (2.5.4)$$

Осуществить настолько интенсивный отвод тепла, чтобы температура газа при сжатии не повышалась, практически не представляется возможным. Действительный процесс сжатия займет некоторое промежуточное положение между адиабатным и изотермическим и будет протекать по политропе 1 – 2п. Формула работы компрессора при этом имеет вид:

$$l = \frac{n}{n-1} = \left(p_2 v_2 - p_1 v_1\right). \qquad (2.5.5)$$

Наименьшие затраты работы на привод компрессора, как видно из рис. 2.20, будут при изотермическом процессе сжатия. В то же время политропное и адиабатное сжатие сопровождается повышением температуры газа (рис. 2.21).

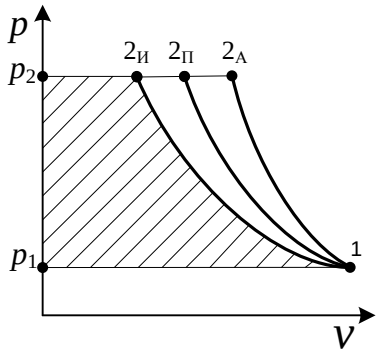


Рис. 2.5.2

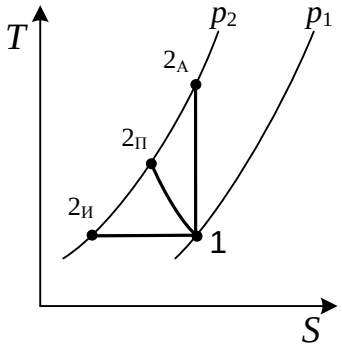


Рис. 2.5.3

При большом повышении давления температура конца процесса сжатия может достигнуть недопустимых при эксплуатации компрессора значений. Поэтому в случае необходимости получения высокого давления применяют многоступенчатое сжатие с промежуточным охлаждением газа между ступенями.

Для примера рассмотрим процесс сжатия в трехступенчатом компрессоре (рис. 2.22 и 2.23). В первой ступени газ сжимается по политропе 1 – a до давления p', затем охлаждается по изобаре a – b до начальной температуры T_1. В цилиндре второй ступени происходит повышение давления до p'' с последующим охлаждением во втором промежуточном холодильнике в процессе c – d. В третьей ступени осуществляется сжатие газа до заданного давления p_2.

Использование многоступенчатого компрессора приводит к тому, что процесс сжатия совместно с участками промежуточного охлаждения, изображаемый ломаной линией 1 – a – b – c – d – 2, в значительной степени приближается к изотерме 1 – 2и. При этом снижаются затраты работы на сжатие газа (на

величину заштрихованной площадки рис. 2.22) и одновременно уменьшается конечная температура T_2 (см. рис. 2.23) по сравнению с температурой $T_{2п}$ в одноступенчатом компрессоре.

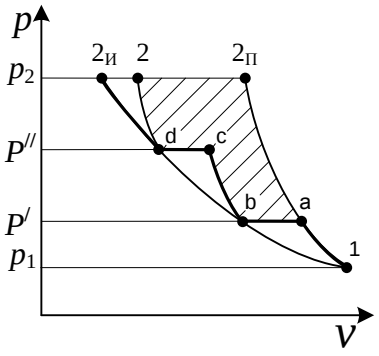


Рис. 2.5.4

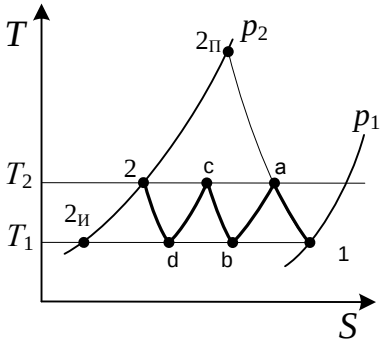


Рис. 2.5.5

3. Второй закон термодинамики. Газовые циклы

3.1. Цикл, его термический КПД. Понятие обратного цикла

Рассмотренный ранее первый закон термодинамики устанавливает балансовые связи между теплом, работой и изменением внутренней энергии в различных конкретных условиях и характеризует количественную сторону процессов превращения энергии. Он является выражением закона сохранения и превращения энергии и имеет всеобщий характер.

Второй же закон термодинамики устанавливает направленность протекания процессов (в этом можно будет убедиться далее). Прежде чем сформулировать этот закон, введем понятие кругового процесса – цикла.

Циклом называется комбинированный замкнутый процесс, в результате которого рабочее тело возвращается в первоначальное состояние.

Изобразим произвольный цикл 1 – 3 – 2 – 4 в p, v-диаграмме (рис. 3.1), протекающий по направлению вращения часовой стрелки. Проведем касательные изохоры v_1 = const и v_2 = const, а также касательные адиабаты s_3 = const и s_4 = const. В процессе 1 – 3 – 2 происходит расширение рабочего тела, при этом совершается работа $l_p = \int\limits_{1-3-2} pdv$, равная площади под процессом расширения.

Для сжатия рабочего тела затрачивается работа $l_c = -\int\limits_{1-4-2} pdv$, равная площади под процессом 2 – 4 – 1. При этом рабочее тело возвращается в исход-

ное состояние в точке 1 и цикл замыкается. Если процесс протекает по ходу часовой стрелки, то $l_p > l_c$, а разность между ними

$$l = l_p - l_c \qquad (3.1.1)$$

представляет собой полезную работу цикла, численно равную площади, заключенной в контурах цикла в диаграмме p, v.

Процессы подвода и отвода тепла в цикле разделяются толчками касания адиабат. На рис. 3.1 процесс подвода тепла 4 – 1 – 3 условно отмечен знаками «плюс», а процесс отвода тепла 3 – 2 – 4 – знаками «минус».

В диаграмме T, s подведенное тепло q_1 отражается площадью 4 – 1 – 3 – – s_3 – s_4, а отведенное тепло q_2 – площадью 4 – 2 – 3 – s_3 – s_4 (рис. 3.2). Полезное тепло, превращенное в работу, равно разности этих площадей (на диаграмме оно соответствует заштрихованной площади):

$$q = q_1 - q_2. \qquad (3.1.2)$$

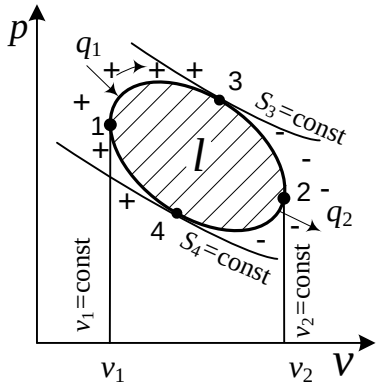


Рис. 3.1.1

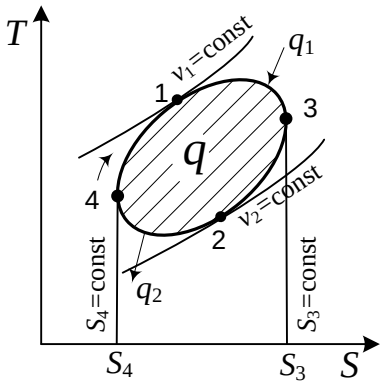


Рис. 3.1.2

Проинтегрируем уравнение первого закона термодинамики:

$$\oint dq = \oint du = \oint dl. \qquad (3.1.3)$$

Так как внутренняя энергия является функцией состояния, то интеграл ее по замкнутому контуру равен нулю $(\oint du = 0)$, поэтому $\oint dq = \oint dl$, или

$$q = l. \qquad (3.1.4)$$

Равенство (3.4) показывает, что работа цикла строго равна количеству тепла, воспринятого рабочим телом. Если бы можно было построить такой теп-

ловой двигатель, в котором производимая работа была бы больше количества тепла, подведенного к рабочему телу от внешних источников, то это опровергало бы первый закон термодинамики, а, следовательно, закон сохранения и превращения энергии.

Несмотря на очевидную бесплодность попыток создания подобного двигателя в истории человечества зарегистрировано огромное количество всевозможных предложений и конструкций, претендующих на устойчивую выработку механической энергии без затраты внешней энергии. Такие двигатели классифицируются как вечные двигатели первого рода. На основании первого закона термодинамики со всей категоричностью можно утверждать, что вечный двигатель первого рода невозможен.

Эффективность использования подведенного в цикле тепла оценивается термическим коэффициентом полезного действия, который представляет собой отношение работы цикла l к подведенному теплу q_1:

$$\eta_t = \frac{l}{q_1}. \qquad (3.1.5)$$

С учетом уравнений (3.3) и (3.4) выражение термического КПД можно переписать в виде:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \qquad (3.1.6)$$

Термический КПД характеризует степень совершенства цикла. При одинаковом количестве тепла q_1 в цикле, имеющем более высокий термический КПД, совершается большая работа.

Рассмотренные циклы, процессы которых в p, v и T, s-диаграммах направлены по ходу часовой стрелки, называются прямыми. По этим циклам работают все тепловые двигатели, предназначенные для выработки механической энергии за счет тепла горячего источника.

Обратные циклы имеют направление против хода часовой стрелки, и это приводит к существенным различиям прямых и обратных циклов. Действительно, работа расширения обратных циклов меньше работы сжатия (рис. 3.3) $l_p < l_c$, поэтому работа цикла $l = l_p - l_c$ оказывается отрицательной. Для того чтобы осуществить такой цикл, нужно затратить работу извне.

На T, s-диаграмме (рис. 3.4) видно, что подвод тепла q_2 к рабочему телу осуществляется при более низкой температуре, чем отвод тепла. В обратном цикле за счет затрат работы l осуществляется перенос тепла от менее нагретого тела к более нагретому. При этом происходит охлаждение холодного источника, т.к. от него отбирается тепло q_2 за каждый цикл.

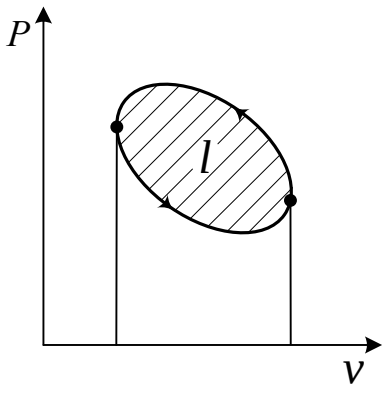


Рис. 3.1.3

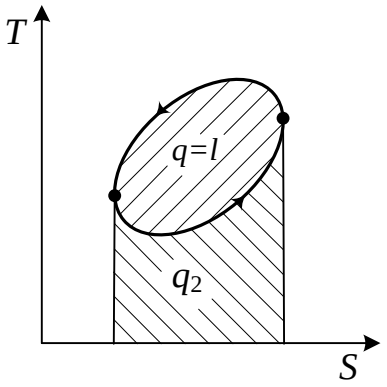


Рис. 3.1.4

Обратные циклы нашли весьма широкое применение в холодильной технике. По этим циклам работают холодильные установки, предназначенные для выработки холода. Полезным эффектом холодильного цикла является тепло q_2, называемое удельной холодопроизводительностью. Отношение q_2 к затратам работы l характеризует термодинамическую эффективность цикла и называется холодильным коэффициентом

$$\varepsilon = q_2 / l. \qquad (3.1.7)$$

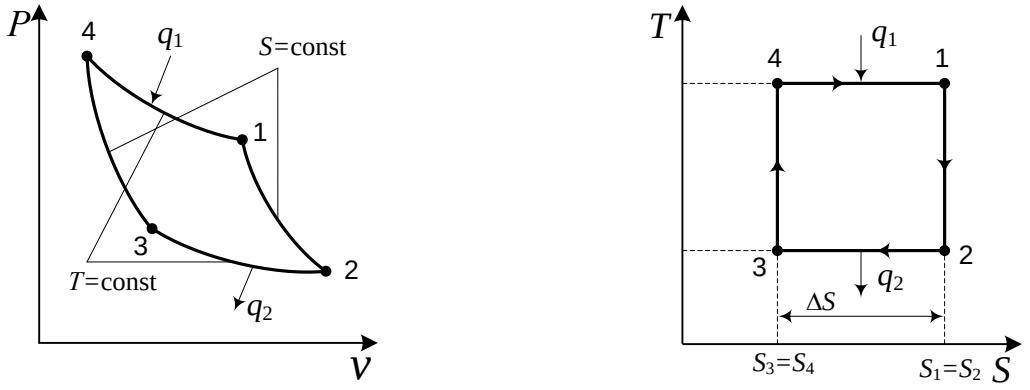
Обратный цикл можно приспособить для трансформации тепла низкого температурного потенциала q_2 в тепло более высокого потенциала q_1, причем, как видно из диаграммы (см. рис. 3.4), $q_1 = q_2 + l$.

В качестве источника тепла q_2 может выступать теплота окружающей среды (воздуха, воды или грунта земли), которая, суммируясь в цикле с затраченной работой, передается горячему источнику при температуре, приемлемой для целей отопления, кондиционирования воздуха и пр. Установки, преобразующие низкопотенциальную тепловую энергию в тепло более высокого температурного потенциала, называются тепловыми насосами. Полезным эффектом цикла теплового насоса является тепло q_1, а его отношение к затратам работы называют коэффициентом преобразования или отопительным коэффициентом

$$\psi = q_1 / l. \qquad (3.1.8)$$

3.2. Цикл Карно. Формулировки второго закона термодинамики

Теоретический цикл, разработанный французским инженером С. Карно в 1824 г., имеет особое значение в термодинамике. Цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат и имеет в диаграммах p, v и T, s вид, показанный на рис. 3.5.



а б

Рис. 3.2.1

Цикл осуществляется между двумя бесконечно емкими источниками тепла: горячим, с температурой T_1 и холодным, имеющим температуру T_2. Изотермические процессы подвода тепла 4 – 1 и отвода тепла 2 – 3 осуществляются при бесконечно малой разнице температур между источниками тепла и рабочим телом. Сжатие 3 – 4 и расширение 1 – 2 рабочего тела происходят адиабатно при s = const. Следовательно, цикл в целом обратим, поскольку все процессы его обратимы. Это означает, что цикл может быть осуществлен как в прямом (по ходу часовой стрелки), так и в обратном направлении, по одному и тому же пути.

Термический КПД прямого цикла Карно, как и любого произвольного цикла, описывается общим выражением (3.6): $\eta_t = 1 - q_2 / q_1$. Отведенное в цикле холодным источником тепло q_2 при температуре T_2 на диаграмме T, s (см. рис. 3.5, б) изображается площадью прямоугольника под процессом 2 – 3, $q_2 = T_2 \Delta s$. Подведенное от горячего источника тепло q_1 отражается площадью прямоугольника под процессом 4 – 1 $q_1 = T_1 \Delta s$.

Подставляя значения q_1 и q_2 в исходное выражение, получаем

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1. \qquad (3.2.1)$$

Отсюда следует, что термический КПД цикла Карно зависит только от температуры горячего и холодного источников и не зависит от природы рабочего тела.

Из анализа формулы (3.9) видно, что значения η_t для цикла Карно изменяются в пределах от нуля при $T_1 = T_2$ до единицы при $T_2 = 0$ или $T_1 = \infty$. Однако последние условия практически невыполнимы, поэтому термический КПД цикла Карно никогда не достигает единицы.

В паросиловых энергетических установках температура рабочего тела в процессе подвода тепла T_1 не превышает обычно 850 K; если бы эти установки работали по обратимому идеальному циклу Карно, то термический КПД составил бы

$$\eta_t = 1 - \frac{300}{850} = 0,647.$$

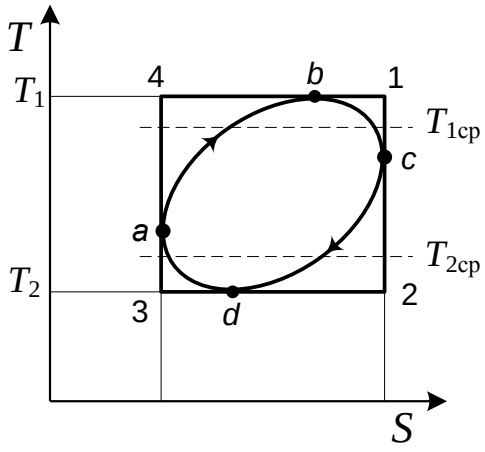


Рис. 3.2.2

Значение цикла Карно прежде всего состоит в том, что он устанавливает теоретический предел совершенства теплового цикла, предел возможности преобразования тепловой энергии в механическую. Действительно, сравнивая в T, s-диаграмме любой произвольный цикл с циклом Карно (рис. 3.6), можно убедиться в том, что в заданных температурных границах средняя температура $T_{1СР}$ подвода тепла в процессе a – b – c всегда меньше, чем температура T_1, при которой подводится тепло в цикле Карно. Точно так же $T_{2ср} > T_2$.

Воспользовавшись формулой (3.9), можно заключить, что невозможен какой-либо цикл, имеющий КПД выше, чем КПД цикла Карно, протекающего в тех же температурных интервалах.

Кроме того, цикл Карно показывает, что для повышения КПД реальных тепловых двигателей необходимо стремиться к изотермным подводу и отводу тепла.

Второй закон термодинамики на основании опыта устанавливает условия превращения одного вида энергии в другой, в частности тепла в работу.

Замечено, что все самопроизвольные процессы всегда протекают в строго определенном направлении – от верхнего потенциала к нижнему. Используя

эти процессы, можно получать работу, пока не наступит полного равновесия системы. Например, тепловой поток, используемый в тепловых двигателях, может иметь место лишь при наличии горячего и холодного источников. Энергия сжатого газа может быть преобразована в механическую, если есть среда с меньшим давлением. Перетекание жидкости из одного бассейна в другой возможно в тех случаях, когда они находятся на разных уровнях. Ток в электрической цепи течет до тех пор, пока имеется разница электрических потенциалов источника питания.

Осуществление этих же процессов в обратном направлении требует затрат энергии. Передача тепла от холодного тела к более нагретому (в холодильной установке), сжатие газа в компрессоре, перекачка воды на верхний уровень, зарядка батарей источника питания – все это примеры не самопроизвольных процессов, а тех, которые могут быть реализованы лишь при определенных затратах энергии.

Существует несколько классических формулировок второго закона термодинамики, предложенных в виде постулатов различными естествоиспытателями.

Р. Клаузиус сформулировал второй закон термодинамики в таком виде: теплота не может сама собой переходить от более холодного тела к более нагретому.

М. Планк дал следующую формулировку: невозможно построить периодически действующий двигатель, который производил бы только поднятие груза и охлаждение источника тепла. Этот постулат утверждает невозможность получения механической энергии при наличии одного источника тепла, другими словами, невозможность создания вечного двигателя второго рода (в отличие от вечного двигателя первого рода, работающего без затрат энергии вопреки первому закону термодинамики). Действительно, если бы удалось создать двигатель с одним источником тепла, то это было бы равносильно вечному двигателю, так как тепловой энергии хаотического движения молекул в природе бесконечно много. Такой двигатель мог бы действовать, например, за счет охлаждения воды мирового океана, атмосферы воздуха, грунта и пр. Чтобы подчеркнуть бесплодность попыток создания подобного двигателя, формулировку Планка иногда видоизменяют следующим образом: осуществление вечного двигателя второго рода невозможно.

В. Томсон предложил формулировку: невозможно осуществление цикла теплового двигателя без переноса некоторого количества теплоты от верхнего источника к нижнему. Это означает, что в цикле подведенное тепло верхнего источника не целиком превращается в работу, а часть его обязательно передается холодному источнику тепла. Следовательно, термический КПД теплового двигателя всегда должен быть меньше единицы. Это важнейшее положение второго закона термодинамики наглядно проиллюстрировано на примере цикла Карно.

Л. Больцман, рассматривая рабочее тело как статистическую совокупность множества элементарных частиц, пришел к выводу: природа стремится к переходу от менее вероятных состояний к более вероятным.

3.3. Энтропия необратимых процессов

Введенное в подразд. 2.3 понятие энтропии как функции состояния имеет в дифференциальной форме следующее выражение:

$$ds = dq / T. \qquad (3.3.1)$$

Параметр состояния s, отнесенный к 1 кг рабочего тела (в качестве которого принимался идеальный газ), оказался весьма важной характеристикой, позволяющей широко пользоваться тепловой диаграммой T, s, что облегчает и углубляет анализ процессов и циклов.

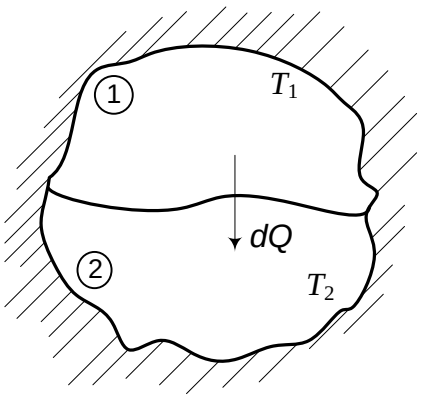


Рис. 3.3.1

Рассмотрим изменение энтропии термодинамических систем, в которых происходят необратимые процессы.

Пусть изолированная система состоит из двух тел, имеющих различную температуру, причем $T_1 > T_2$ (рис. 3.7). Процесс теплообмена будет происходить при конечной разности температур, следовательно, он будет необратимым. Тепло будет передаваться от тела с большей температурой T_1 к телу с меньшей температурой T_2. Энтропия первого тела при передаче тепла dQ уменьшится в соответствии с формулой (3.10) на величину

$$ds_1 = – dQ / T_1, \qquad (3.3.2)$$

а энтропия второго тела возрастет на

$$ds_2 = -dQ / T_2. \qquad (3.3.3)$$

Изменение же энтропии всей рассматриваемой системы

$$ds_c = ds_1 + ds_2 = dQ\left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right). \qquad (3.3.4)$$

Так как по условию $T_1 > T_2$, то

$$ds_c > 0. \qquad (3.3.5)$$

Следовательно, в результате необратимого процесса теплообмена между телами замкнутой изолированной системы энтропия последней возрастает.

Необратимый перенос тепла от горячего тела к холодному может быть осуществлен также посредством совершения необратимого цикла. Для этого термодинамическая система кроме источников тепла (или тел с различной температурой) должна включать в себя рабочее тело. Однако введение рабочего тела не должно повлиять на изменение энтропии системы, так как за цикл рабочее тело возвращается в исходное состояние и изменения его энтропии не происходит: $\Delta s_{р.т} = 0$.

Поэтому не только при непосредственном теплообмене между телами, но и в случае совершения изолированной системой необратимого цикла энтропия ее возрастает.

Изменение энтропии изолированных систем, в которых протекают обратимые процессы, равно нулю (из соотношения $ds = dQ / T$ при $ds_c = 0$), тогда в общем случае для любых процессов

$$ds_c \geqslant 0. \qquad (3.3.6)$$

Таким образом, какие бы процессы ни протекали в изолированной системе, ее энтропия не может уменьшаться. Другими словами, энтропия изолированных систем стремится к максимуму. Достижение максимума энтропии соответствует полному тепловому равновесию элементов системы. Самопроизвольные процессы становятся невозможными, система становится неспособной к самопроизвольному изменению состояния.

С этих позиций можно дать следующее определение энтропии. Энтропия есть физическая величина, характеризующая обесценивание, рассеяние, деградацию энергии. Энтропия – мера работоспособности системы.

С принципом возрастания энтропии в замкнутых системах связана теория «тепловой смерти Вселенной», выдвинутая Клаузиусом. «Энтропия мира стремится к максимуму, – заявил Клаузиус, – что достигается при наступлении полного равновесия за счет односторонне протекающих в природе процессов, после чего прекращаются всякие тепловые процессы и наступает «тепловая смерть».

Ошибочность его концепций состояла в том, что он принимал Вселенную в качестве конечной изолированной системы, в то время как она бесконечна.

3.4. Циклы двигателей внутреннего сгорания

Двигателями внутреннего сгорания (ДВС) называются тепловые двигатели, рабочим телом которых служат газообразные продукты сгорания топлива, сжигаемого непосредственно внутри самого двигателя. Чаще всего это название относится к поршневым ДВС.

В настоящее время существует множество различных типов, видов и конструкций ДВС, отличающихся друг от друга по всевозможным признакам (скорость сгорания топлива, способ смесеобразования, тип продувки, быстроходность, архитектурная схема расположения цилиндров и т.д.). Все поршневые двигатели можно разбить на две основные группы: низкого и высокого сжатия.

К двигателям низкого сжатия относятся карбюраторные и газовые. Отличительной особенностью этой группы является то, что сжатию в цилиндре подвергается смесь паров топлива с воздухом (горючая смесь). Если считать процесс 1 – 2 адиабатным, то температура в конце сжатия T_2 определяется выражением:

$$T_2 = T_1\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}, \qquad (3.4.1)$$

где $v_1 / v_2 = \varepsilon$ – степень сжатия рабочего тела в цилиндре.

Так как эта температура не должна достигать в таких двигателях температуры самовоспламенения горючей смеси, то степень сжатия в них относительно невелика: $\varepsilon = 5 – 8$.

Другой характерной чертой таких ДВС является то, что зажигание рабочей смеси в них осуществляется от постороннего источника (чаще всего от искры электрического разряда). Нагретая в конце процесса сжатия горючая смесь, воспламенившись от искры, сгорает сравнительно быстро, при этом объем камеры сгорания между поршнем и головкой цилиндра почти не изменяется. Можно считать, что подвод тепла к рабочему телу осуществляется при v = const.

Диаграмма изменения давления в цилиндре двигателя за цикл снимается с помощью специального прибора – индикатора и называется индикаторной диаграммой. Линия 0 – 1 индикаторной диаграммы карбюраторного четырехтактного двигателя (рис. 3.8) отражает такт всасывания, происходящий при давлении несколько меньшем, чем атмосферное.

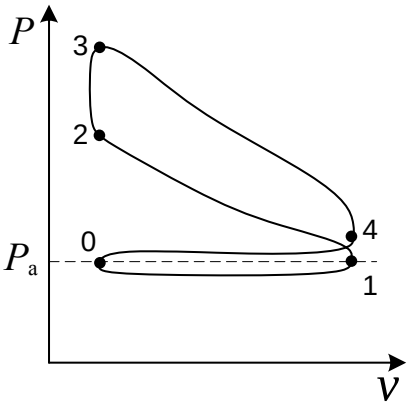


Рис. 3.4.1

Далее идет процесс сжатия рабочей смеси 1 – 2 по линии, приближающейся к адиабате, затем сгорание топлива 2 – 3, протекающее вблизи v = const. Под давлением продуктов сгорания поршень совершает рабочий ход, отражаемый на диаграмме процессом расширения 3 – 4. Такт выхлопа 4 – 0 замыкает рабочий процесс. Впервые двигатель со сжатием горючей смеси и воспламенением топлива от искрового разряда с последующим быстрым сгоранием был построен немецким изобретателем Отто в 1876 г.

Для термодинамического анализа удобнее рассматривать идеализированный цикл Отто, сохраняющий принципиальные черты действительного цикла. Переходя от реального цикла к термодинамическому, делают следующие допущения:

1) исключаются насосные ходы поршня (процессы всасывания воздуха и вытеснения газов);

2) цикл считается замкнутым, в нем участвует постоянное рабочее тело в количестве 1 кг;

3) состав рабочего тела не изменяется за время цикла, причем рабочее тело обладает свойствами идеального газа;

4) процессы сжатия рабочего тела 1 – 2 и расширения 3 – 4 осуществляются адиабатно;

5) процессы подвода и отвода тепла осуществляются по изохорам 2 – 3 и 4 – 1.

Таким образом, термодинамический цикл Отто состоит из двух изохор и двух адиабат (рис. 3.9). Площадь, ограниченная контурами цикла, представляет собой величину полезной работы цикла. В диаграмме T, s этот цикл имеет вид, показанный на рис. 3.10.

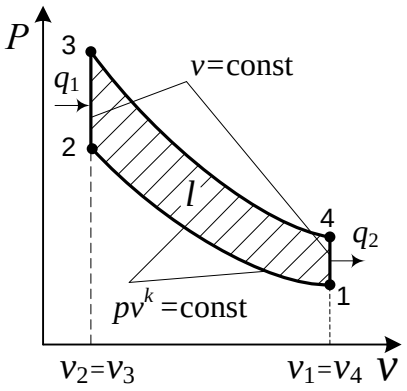


Рис. 3.4.2

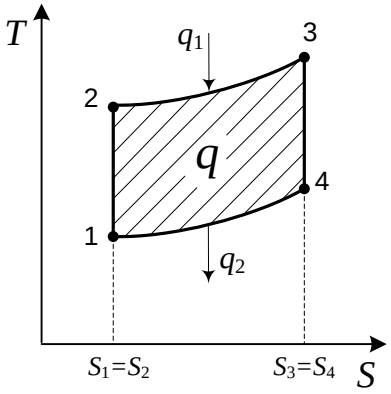


Рис. 3.4.3

Термический КПД цикла с подводом тепла при v = const определяется из общего для всех циклов выражения $\eta_t = 1 - q_2/q_1$, если в него подставить значения отведенного в процессе 4 – 1 тепла $q_2 = c_v(T_4 - T_1)$ и подведенного в изохорном процессе 2 – 3 тепла $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)}. \qquad (3.4.2)$$

Считая c_v = const, преобразуем выражение (3.17) к виду:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}\frac{T_1}{T_2}. \qquad (3.4.3)$$

Из адиабаты 1 – 2 имеем:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}, \qquad (3.4.4)$$

а из адиабаты 3 – 4:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1}. \qquad (3.4.5)$$

Правые части выражений (3.19) и (3.20) равны, поэтому $T_1 / T_2 = T_4 / T_3$,

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{T_3}{T_2}. \qquad (3.4.6)$$

Подставляя соотношение (3.21) в формулу (3.18), получаем

$$\eta_t = 1 - T_1 / T_2, \qquad (3.4.7)$$

или, с учетом выражения (3.18) (зная, что $v_1 / v_2 = \varepsilon$):

$$\eta_t = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}. \qquad (3.4.8)$$

Из формулы (3.23) видно, что термический КПД цикла ДВС с подводом тепла при постоянном объеме зависит только от степени сжатия ε, с увеличением которой η_t возрастает.

Существенного повышения ε добиваются в двигателях высокого сжатия, в которых сжимается не горючая смесь, а чистый воздух. Температура конца процесса сжатия должна превышать температуру воспламенения топлива, впрыскиваемого в камеру сгорания, так как двигатель работает без постороннего источника зажигания, за счет самовоспламенения паров топлива. Степень сжатия ε при этом у современных двигателей достигает 12 – 20.

По имени немецкого инженера Р. Дизеля, построившего в 1897 г. двигатель, работающий по этому принципу, двигатели внутреннего сгорания высокого сжатия иногда называются дизелями.

В первых дизелях с целью улучшения распыливания топлива использовался сжатый воздух. Привод компрессора осуществлялся от вала двигателя, расходуя значительную часть его мощности. Применение форсунок с воздушным распыливанием позволяет так отрегулировать процесс горения при одновременном увеличении камеры сгорания, что он протекает практически при постоянном давлении: p = const. В остальном цикл Дизеля (рис. 3.11) аналогичен рассмотренному ранее циклу Отто.

Термический КПД цикла с изобарным подводом тепла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1}{T_2}\frac{T_4/T_1 - 1}{k(T_3/T_2) - 1}. \qquad (3.4.9)$$

В изобарном процессе подвода тепла 2 – 3 происходит некоторое увеличение объема до начала адиабатного процесса расширения 3 – 4, поэтому для характеристики цикла Дизеля вводится показатель – степень предварительного расширения

$$\rho = \frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}. \qquad (3.4.10)$$

Отношение температур T_4 / T_1 также можно выразить через ρ, воспользовавшись уравнениями 4 – 3 и 1 – 2:

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k;\ p_1 v_1^k = p_2 v_2^k.$$

Так как $v_4 = v_1$, то

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3 v_3^k}{p_2 v_2^k} = \rho^k. \qquad (3.4.11)$$

После подстановки связей (3.19), (3.25) и (3.26) в уравнение (3.24) окончательно получаем:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}\frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)}. \qquad (3.4.12)$$

Термический КПД с ростом ε, как и в цикле Отто, увеличивается, а с ростом ρ, что соответствует увеличению нагрузки на двигатель, падает.

К 1904 г. относят изобретение двигателя Тринклера, который запатентовал форсунку, способную распыливать топливо без помощи сжатого воздуха. Плунжерным насосом создается высокое давление топлива (до 150 – 200 МПа), за счет чего осуществляется механическое его распыливание при впрыске в камеру сгорания. Горение топлива при этом происходит в две стадии.

Вследствие периода задержки воспламенения топлива происходит его накопление и испарение. Образовавшаяся горючая смесь после самовоспламенения сгорает почти мгновенно. Эта стадия горения соответствует изохорному участку 2 – z подвода тепла q_{1v} в термодинамическом цикле двигателя Тринклера (рис. 3.12). Сгорание остальной части топлива происходит постепенно по мере поступления его из форсунки. На диаграмме p, v это отражается изобарным участком подвода тепла q_{1p} в процессе z – 3.

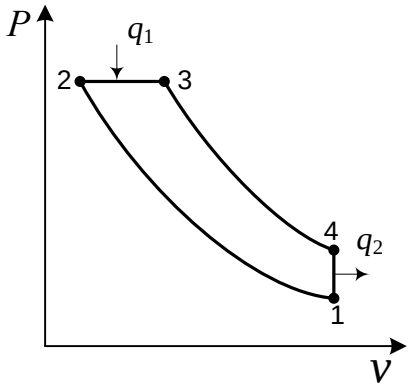


Рис. 3.4.4

Такой характер горения топлива свойственен большинству современных бескомпрессорных дизелей.

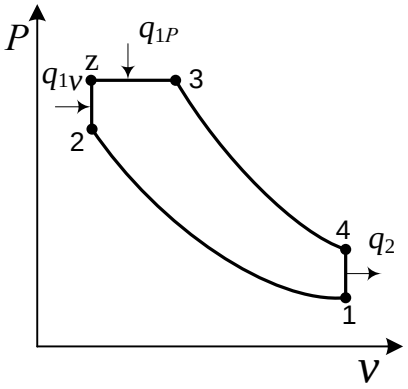


Рис. 3.4.5

Термический КПД цикла со смешанным подводом тепла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_{1v} + q_{1p}} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_z - T_2) + c_p(T_3 - T_z)} = 1 - \frac{T_1}{T_2}\frac{T_4/T_1 - 1}{(T_z/T_2 - 1) + k(T_3/T_2 - T_z/T_2)}. \qquad (3.4.13)$$

Выразим отношение температур в уравнении (3.28) через характеристики ДВС ε, λ, ρ.

Для изохоры 4 – 1, используя уравнения адиабат 4 – 3 и 1 – 2: $p_4 v_4^k = p_3 v_3^k$; $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$, имеем:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2}\left(\frac{v_3}{v_2}\right)^k = \lambda\rho^k, \qquad (3.4.14)$$

где $\lambda = p_3 / p_2$ – степень повышения давления в процессе изохорного подвода тепла. Для изохоры 2 – z

$$\frac{T_z}{T_2} = \frac{p_z}{p_2} = \lambda . \qquad (3.4.15)$$

Поскольку $T_3 / T_z = v_3 / v_z = \rho$, то

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{T_3}{T_z}\frac{T_z}{T_2} = \lambda\rho . \qquad (3.4.16)$$

Подставив в уравнение (3.28) вместо отношений температур их значения, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda\rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)} . \qquad (3.4.17)$$

Формула термического КПД смешанного цикла имеет в известной мере обобщающее значение, так как из нее могут быть получены выражения η_t циклов Отто и Дизеля. Действительно, в цикле Отто отсутствует изобарный участок подвода тепла, а все тепло подводится при v = const. Это условие выдерживается, если в смешанном цикле положить $\rho = 1$. Тогда формула (3.32) трансформируется в (3.23). В цикле Дизеля нет изохорного участка, т. е. $\lambda = 1$. Подставляя это условие в уравнение (3.32), получим формулу (3.27) термического КПД цикла с подводом тепла при p = const.

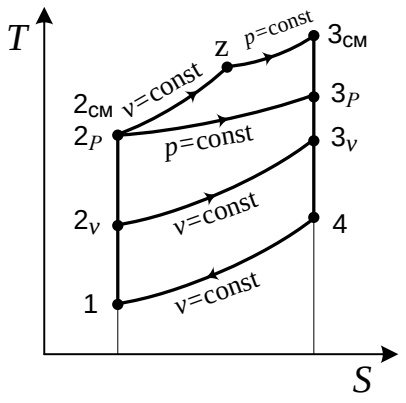


Рис. 3.4.6

Для решения вопроса о целесообразности использования того или иного цикла ДВС проведем их термодинамическое сравнение в T, s-диаграмме (рис. 3.13). Будем считать, что отведенное тепло q_2 во всех случаях одинаково. Степень сжатия ε в смешанном Цикле и в цикле Дизеля существенно выше, чем в цикле с изохорным подводом тепла. Поэтому точка 2_v расположится на адиабате сжатия много ниже, чем точка 2_p и $2_{см}$ (которые можно совместить, так как ε в циклах Дизеля и Тринклера примерно одинаковы). Точки конца процесса подвода тепла 3_v, 3_p, $3_{см}$ получаются из построения процессов v = const, p = const и смешанного.

При равных значениях q_2 величина термического КПД $\eta_t = 1 - q_2 / q_1$ будет определяться значением q_1. Как видно из диаграммы (см. рис. 3.13), $q_{1см} > q_{1p} > q_{1v}$, поэтому $\eta_{t\,см} > \eta_{t\,p} > \eta_{t\,v}$.

Сравнение циклов показывает, что термический КПД бескомпрессорных дизелей имеет наибольшее значение, поэтому они широко применяются в качестве стационарных и судовых установок, а также в тяжелых транспортных средствах – тепловозах, самосвалах. Двигатели же низкого сжатия, в частности бензиновые карбюраторные ДВС, работают с наименьшим КПД. Тем не менее они имеют большое распространение (в силу малого веса) в автомобильном транспорте и в других случаях, когда бывает необходимость в легком двигателе.

Что касается компрессорных дизелей, работающих по циклу с подводом тепла при p = const, то в настоящее время они не применяются, так как имеют низкий эффективный КПД из-за больших потерь мощности на привод компрессора для сжатия воздуха.

3.5. Циклы газотурбинных установок

Газотурбинная установка (ГТУ) представляет собой тепловой двигатель, основным элементом которого является газовая турбина. Кроме того, в схему простейшей ГТУ (рис. 3.14) входят камера сгорания и воздушный компрессор.

Принцип работы такого теплового двигателя состоит в следующем. Наружный воздух сжимается в компрессоре и подается в камеру сгорания, куда одновременно подается и топливо. Образующиеся продукты сгорания направляются в газовую турбину, где, расширяясь до давления окружающей среды, производят работу и выбрасываются наружу. Механическая энергия, выработанная в газовой турбине, с помощью генератора превращается в электрическую.

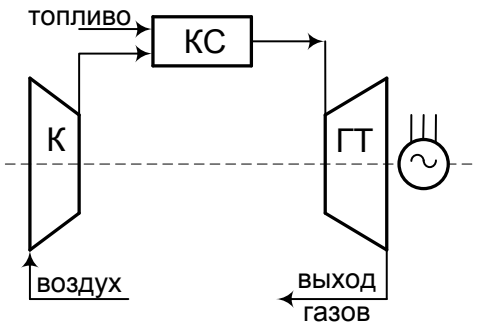


Рис. 3.5.1

Процесс горения в камере сгорания может быть организован двумя различными путями: при постоянном давлении (p = const) и постоянном объеме (v = const).

В первом типе ГТУ процессы подачи топлива и воздуха, а также горения и истечения осуществляются непрерывно.

Для осуществления сгорания топлива при v = const во втором типе установок камеру сгорания после наполнения ее горючей смесью необходимо отключать, закрывая впускные и выпускные клапаны.

Затем производится зажигание рабочей смеси искровым электрическим разрядом, ее горение при постоянном объеме, после чего продукты сгорания выпускаются из камеры в газовую турбину. Для снижения пульсации давления ставят несколько камер сгорания на одну турбину.

Рассмотрим идеализированные термодинамические циклы газотурбинных установок. Цикл с подводом тепла при p = const (рис. 3.15) состоит из адиабаты 1 – 2 сжатия воздуха в компрессоре, процесса 2 – 3 изобарного подвода тепла q_1, адиабаты 3 – 4 расширения газов в проточной части турбины и изобары 4 – 1 отвода тепла q_2.

Термический КПД цикла определяется по общей формуле:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1}{T_2}\frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}. \qquad (3.5.1)$$

Поскольку

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_4}{T_3},$$

то $T_4 / T_2 = T_3 / T_2$ и запись формулы (3.33) приобретает вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1}{T_2}. \qquad (3.5.2)$$

Обозначив степень повышения давления в компрессоре $p_2 / p_1 = \sigma$, а степень сжатия, как и прежде, $v_1 / v_2 = \varepsilon$, получаем окончательное выражение для термического КПД цикла ГТУ с подводом тепла при постоянном давлении:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\sigma^{\frac{k-1}{k}}} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \qquad (3.5.3)$$

Термический цикл газотурбинной установки с подводом тепла при v = const отличается от предыдущего лишь процессом 2 – 3 (рис. 3.16).

Найдем термический КПД этого цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - k\frac{T_1}{T_2}\frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}. \qquad (3.5.4)$$

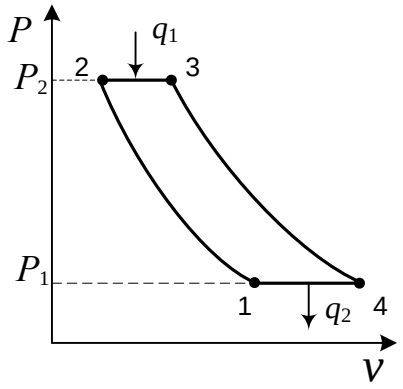


Рис. 3.5.2

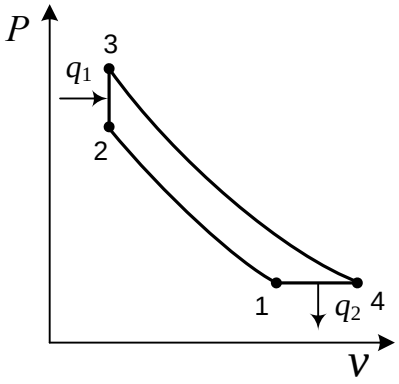


Рис. 3.5.3

Для изохоры 2 – 3 $T_3 / T_2 = p_3 / p_2 = \lambda$.

Для изобары 4 – 1, используя уравнение адиабат: $p_4 v_4^k = p_3 v_3^k$; $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$, получим:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{v_4}{v_1} = \left(\frac{p_3}{p_2}\right)^{1/k} = \lambda^{1/k}. \qquad (3.5.5)$$

После подстановки полученных выражений для отношений температур в уравнение (3.36) имеем:

$$\eta_t = 1 - k\frac{1}{\varepsilon^{k-1}}\frac{\lambda^{1/k} - 1}{\lambda - 1} = 1 - \frac{k}{\sigma^{\frac{k-1}{k}}}\frac{\lambda^{1/k} - 1}{\lambda - 1}. \qquad (3.5.6)$$

Проведем сравнение циклов ГТУ с помощью T, s-диаграммы, считая q_2 = idem (рис. 3.17).

Если принять одинаковыми степени сжатия, то точка 2 будет общей для обоих циклов. Так как процесс v = const протекает круче, чем p = const, то при изохорном подводе тепла работа цикла будет больше, поэтому $\eta_{t\,v} > \eta_{t\,p}$.

Если сравнить циклы из условия равенства максимальных температур конца процесса горения T_3 = idem, тогда совместятся точки 3. Как видно из диа-

граммы на рис. 3.18, в этом случае КПД цикла с изобарным подводом тепла будет больше, т.е. $\eta_{t\,p} > \eta_{t\,v}$.

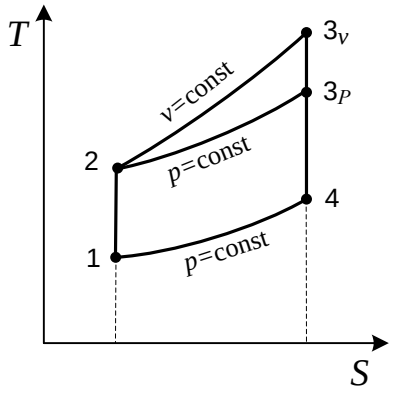


Рис. 3.5.4

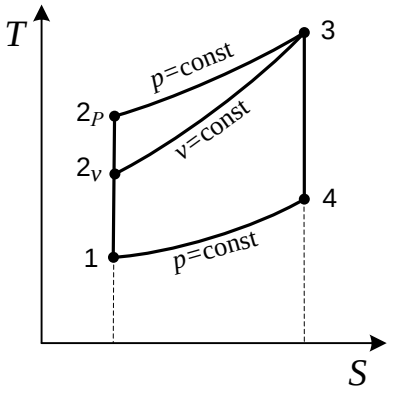


Рис. 3.5.5

В силу особенностей работы газовых турбин, проточная часть которых непрерывно находится в потоке горячих газов (в отличие от ДВС, где цилиндры наполняются холодным воздухом), температура продуктов сгорания T_3, направляемых в турбину, лимитируется термостойкостью материала лопаток. Поэтому второй случай сравнения имеет решающее значение. Учитывая и то, что осуществление процесса горения при v = const требует более сложного конструктивного исполнения установки, в настоящее время предпочтение отдается ГТУ с подводом тепла при p = const.

В заключение отметим преимущества и недостатки газотурбинных установок в сравнении с поршневыми двигателями внутреннего сгорания.

1. Цикл ГТУ более совершенен, так как в нем осуществляется полное расширение газов до давления окружающей среды, тогда как в циклах ДВС происходит изохорный отвод тепла, приводящий к потере работы расширения.

2. ГТУ имеют η_t ниже, чем ДВС, так как достижимая температура подвода тепла у них много меньше, чем у ДВС (примерно на 1000 °С).

3. ГТУ могут достигать единичной мощности 100 – 200 МВт, в то время как мощность ДВС обычно не превышает 3 МВт.

4. ГТУ имеют хорошую динамическую уравновешенность, поскольку не имеют масс, движущихся возвратно-поступательно, как у ДВС.

5. ГТУ при необходимости могут иметь скорость вращения до 10 – 15 тыс. об/мин, а тяжелые ДВС – примерно в 10 раз меньше.

6. В ГТУ возможно применение более дешевых видов топлива, чем в ДВС, поэтому несмотря на более низкий эффективный КПД их эксплуатация оказывается более экономичной, чем ДВС.

4. Водяной пар

4.1. Свойства воды и водяного пара. Диаграммы состояния p, v; T, s; h, s

В промышленной теплотехнике и теплоэнергетике водяной пар может встречаться либо как греющий теплоноситель в теплоиспользующих установках, либо как рабочее тело в паровых двигателях, либо как компонент в парогазовых смесях.

В последнем случае пар обычно имеет невысокое парциальное давление и его можно рассматривать как достаточно разреженный газ, приближающийся по своим свойствам к идеальному газу. Поэтому для водяного пара как компонента влажного воздуха или продуктов сгорания топлива применимо уравнение состояния идеального газа: $pv = RT$.

Однако гораздо чаще водяной пар используется в различных установках и двигателях при сравнительно высоком давлении или в состояниях, близких к границе фазового перехода из газа в жидкость. В этом случае уже нельзя пренебрегать собственным объемом молекул и силами сцепления между ними, т. е. модель идеального газа и уравнение его состояния не подходят для водяного пара.

Наиболее простое уравнение состояния реального газа, предложенное Ван дер Ваальсом в 1873 г., имеет вид:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT, \qquad (4.1.1)$$

где a и b – постоянные величины, зависящие от природы газа.

Структура уравнения (4.1) говорит о том, что в основе его лежит уравнение состояния идеального газа, в которое внесены поправки. Одна из них учитывает силы взаимодействия между молекулами реального газа и называется внутренним давлением. Величина его обратно пропорциональна квадрату удельного объема газа: a / v^2. Другая поправка учитывает объем недоступности для перемещения молекул b, который составляет примерно учетверенный объем самих молекул.

Уравнение Ван дер Ваальса (4.1) получило качественное подтверждение в опытах по изотермическому сжатию углекислого газа, проведенных английским физиком Т. Эндрюсом. Однако с количественной стороны оно является весьма приближенным, так как не учитывает явления ассоциации молекул.

Дальнейшие попытки усовершенствования уравнения состояния реальных газов привели к созданию разными авторами достаточно точных зависимостей, однако их громоздкость и сложность не позволяют широко использовать эти уравнения в практических расчетах. Поэтому термодинамические свойства и процессы изменения состояния применяемых в теплотехнике паров и жидкостей изучаются и анализируются с помощью специальных таблиц или диаграмм состояния.

Рассмотрим принцип построения p, v-диаграммы воды и водяного пара. Проследим за процессом парообразования и изменением объема воды, если к ней подводить тепло при постоянном давлении p_1. Точка a_1, лежащая на изобаре p_1 = const, характеризует состояние воды при 0 °С. Участок $a_1 – b_1$ (рис. 4.1) соответствует подогреву воды до температуры кипения.

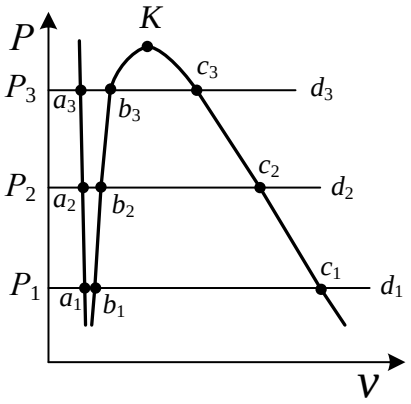


Рис. 4.1.1

Процесс парообразования $b_1 – c_1$ происходит при постоянной температуре насыщения, пока не выкипит вся вода (точка c_1). Далее идет перегрев пара $c_1 – d_1$. Повысив давление до p_2, а затем до p_3 и т. д., можно получить аналогичные характерные точки. Линия, соединяющая точки a_1 a_2, a_3, …, характеризует состояние воды при 0 °С. В силу малой сжимаемости жидкости она практически вертикальна. Левая ветвь кривой, соединяющая точки b_1, b_2, b_3, …, отражает состояние воды в момент начала кипения. Она разделяет области жидкости и влажного пара и называется нижней пограничной кривой. Правая ветвь, проходящая через точки c_1, c_2, c_3, …, является линией сухого насыщенного пара, которая отделяет области влажного и перегретого пара. Она называется верхней пограничной кривой. С ростом давления пограничные кривые сближаются, а затем сходятся в точке К, называемой критической. В этой точке исчезает видимое различие между жидкостью и паром. Критические параметры для каждого вещества имеют вполне определенные значения. Для воды $p_{кр}$ = 221,15 бар; $t_{кр}$ = 374,12 °С; $v_{кр}$ = 0,003147 м^3/кг. Влажный пар, занимающий на диаграмме

область между пограничными кривыми, представляет собой механическую смесь пара и капелек воды. Содержание пара в этой смеси оценивается степенью сухости

$$x = \frac{M_п}{M_п + M_в}, \qquad (4.1.2)$$

где $M_п$ и $M_в$ – масса пара и воды в смеси. В начале кипения x = 0, в конце парообразования x = 1.

Основные параметры кипящей воды v', h', s' и сухого насыщенного пара v", h", s" приведены в таблице работы [4] в зависимости от температуры насыщения $t_н$ или давления насыщения $p_н$. Для перегретого пара также существуют таблицы, пользуясь которыми можно по двум известным параметрам – температуре и давлению – найти для данного состояния удельный объем, энтальпию и энтропию пара.

В области же влажного пара при 0 < x < 1 параметры определяются расчетом. Так, удельный объем влажного пара складывается из удельных объемов воды (1 – x)v' и пара xv", т. е.

$$v = (1 - x)v' + xv''. \qquad (4.1.3)$$

Заметим, что первое слагаемое существенно меньше второго, поэтому им часто пренебрегают, считая v ≈ xv".

Аналогично рассуждая, можно получить формулу энтальпии влажного пара:

$$h = (1 - x)h' + xh'' \qquad (4.1.4)$$

или

$$h = h' + (h'' - h')x. \qquad (4.1.5)$$

Разность энтальпий h" – h' представляет собой количество тепла, необходимое для превращения 1 кг воды в пар при некотором давлении p = const. Оно называется теплотой парообразования: r = h" – h'. Тогда выражение (4.5) можно записать в виде:

$$h = h' + rx. \qquad (4.1.6)$$

Формула для определения энтропии влажного пара по аналогии с уравнением (4.5) имеет вид:

$$s = s' + (s'' - s')x. \qquad (4.1.7)$$

Внутренняя энергия пара определяется из выражения:

$$u = h - pv, \qquad (4.1.8)$$

которое справедливо для любого состояния воды и водяного пара.

За начало отсчета внутренней энергии и энтропии принята тройная точка воды, т. е. такое состояние, в котором H_2O находится одновременно в трех фазах. Энтальпию воды в этой точке тоже можно принимать равной нулю. Остальные параметры тройной точки: p = 0,0061 бар; v = 0,001 м^3/кг; t = 0,01 °C.

Рассмотрим характер и расположение изобар воды и водяного пара в T, s-диаграмме. Если подводить тепло при p = const, то элементарное изменение энтропии можно записать в виде:

$$ds = \frac{dq}{T} = \frac{c_p dT}{T}. \qquad (4.1.9)$$

Интегрируя уравнение (4.9) в пределах от T_0 = 273,15 K до T и учитывая, что при температуре T_0 энтропия равна нулю, получаем

$$s = c_p \ln \frac{T}{T_0}. \qquad (4.1.10)$$

Полученное уравнение отражает логарифмический характер изобары нагревания воды в T, s-координатах. Начало этой изобары независимо от величины давления находится в точке a (рис. 4.2), отстоящей от начала координат на величину T_0 = 273,15 K. Температура кипения увеличивается с ростом давления, поэтому точки b_1 b_2, b_3, …, характеризующие начало парообразования при соответствующих давлениях, находятся на различных температурных уровнях. В области влажного пара изобара совпадает с изотермой и располагается горизонтально. Характер изобары в области перегретого пара можно проанализировать, переписав выражение (4.9) в виде:

$$\frac{dT}{ds} = \frac{T}{c_p}. \qquad (4.1.11)$$

Наклон кривой p = const, характеризуемый производной dT / ds, определяется температурой перегрева и теплоемкостью перегретого пара. Вблизи состояния насыщения c_p имеет большие значения, затем уменьшается и при высокой температуре зависимость c_p от T становится незначительной. Изобары вблизи точек c_1 c_2, c_3 идут сравнительно полого, затем крутизна их увеличивается, характер кривой приближается к экспоненциальной. Таким образом, линия изобарного процесса нагрева воды, парообразования и перегрева пара имеет ломаный ступенчатый характер с горизонтальным участком в области влажного пара.

Поскольку площадь под любым процессом в T, s-диаграмме характеризует количество подведенного пли отведенного тепла, то площадь под участком кривой ab_1 (см. рис. 4.2) отражает количество тепла, пошедшего на нагревание воды от T_0 до температуры кипения.

При изобарном нагревании воды $q_{a–b1} = h_{b1} – h_a$. Так как $h_a = 0$, то энтальпия h' точки b_1 численно равна площади под изобарой ab_1. Точно так же площадь под процессом кипения b_1c_1 равна теплоте парообразования r = h'' – h', а энтальпия точки c_1 h'' = h' + r. Тепло, затраченное на перегрев пара, равно площади под процессом c_1d_1.

Тепловая диаграмма T, s полезна при анализе термодинамических процессов и циклов. Однако для расчетов более удобна диаграмма состояния h, s, позволяющая определять энтальпии точек не в виде площадей, а в виде отрезков. Построение диаграммы производится следующим образом. По табличным значениям h', s', h'', s'' строят пограничные кривые x = 0 и x = 1 (рис. 4.3).

Точки равных давлений соединяют прямыми линиями, которые в области влажного пара образуют веерообразный пучок прямых, исходящих из начала координат. Одновременно эти прямые являются изотермами. Из уравнения Tds = dh – vdp при p = const имеем:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial s}\right)_p = T. \qquad (4.1.12)$$

Поскольку в области влажного пара T = const, то наклон изобары в h, s-диаграмме постоянен, причем он растет с увеличением T.

Уравнение (4.12) дает объяснение и положению критической точки К, которая в h, s-диаграмме не лежит в вершине пограничной кривой. Действительно, тангенс угла наклона касательной в точке К будет равен $T_{кр}$, в то время как в T, s-диаграмме $\left(dT/ds\right)_p^{(кр)} = 0$. В области перегретого пара температура его растет, поэтому изобары становятся нелинейными с увеличивающейся кривизной. Изотермы расходятся с изобарами и по мере удаления от пограничной кривой x = l становятся почти горизонтальными.

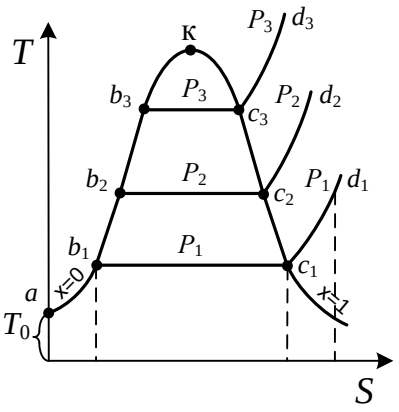


Рис. 4.1.2

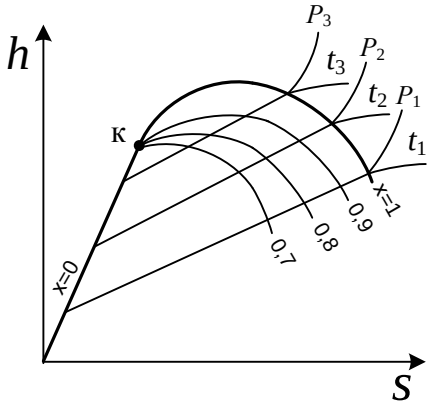


Рис. 4.1.3

Часто в h, s-диаграмме наносятся и изохоры, которые проходят несколько круче изобар. В области влажного пара строятся линии постоянной сухости x = const. Нижняя часть диаграммы в теплотехнических расчетах обычно не используется. Это позволяет выполнить рабочую часть диаграммы в более крупном масштабе. Покажем изображение некоторых процессов в h, s-диаграмме и их расчет.

Расчет того или иного процесса обычно сводится к определению недостающих параметров начала и конца процесса, вычислению тепла q_{1-2}, изменения внутренней энергии Δu_{1-2} и работы l_{1-2}.

Изохорный процесс v = const подвода тепла располагается в h, s-диаграмме (рис. 4.4) круче изобар. Точка 1 может быть задана давлением p_l (или температурой t_1) и степенью сухости x_1. Состояние точки 2 в области перегретого пара обычно задается давлением p_2 или температурой t_2.

Поскольку для изохоры $l_{1-2} = 0$, то $q_{1-2} = \Delta u_{1-2}$, или

$$q_{1-2} = h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1). \qquad (4.1.13)$$

В изобарном процессе 1 – 2 (рис. 4.5)

$$q_{1-2} = h_2 - h_1; \tag{4.1.14}$$

$$\Delta u_{1-2} = h_2 - h_1 - p(v_2 - v_1). \tag{4.1.15}$$

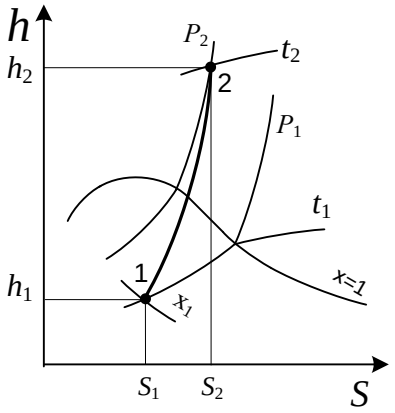


Рис. 4.1.4

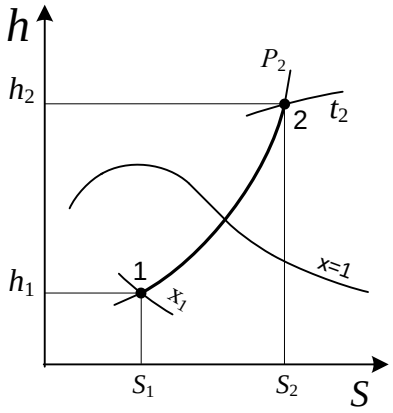


Рис. 4.1.5

Работа процесса

$$l_{1-2} = q_{1-2} - \Delta u_{1-2} = p(v_2 - v_1). \tag{4.1.16}$$

Тепло изотермического процесса (рис. 4.6) определяется по формуле:

$$q_{1-2} = T(s_2 - s_1). \tag{4.1.17}$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u_{1-2} = h_2 - h_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1). \tag{4.1.18}$$

Работа изотермического процесса

$$l_{1-2} = q_{1-2} - \Delta u_{1-2} = T(s_2 - s_1) - (h_2 - h_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1). \tag{4.1.19}$$

Адиабатный процесс, осуществляющийся при s = const, проходит вертикально (рис. 4.7). Этому процессу характерно $q_{1-2} = 0$, поэтому

$$l_{1-2} = -\Delta u_{1-2} = h_1 - h_2 - (p_1 v_1 - p_2 v_2). \tag{4.1.20}$$

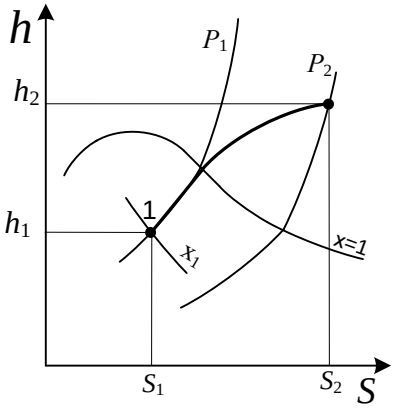


Рис. 4.1.6

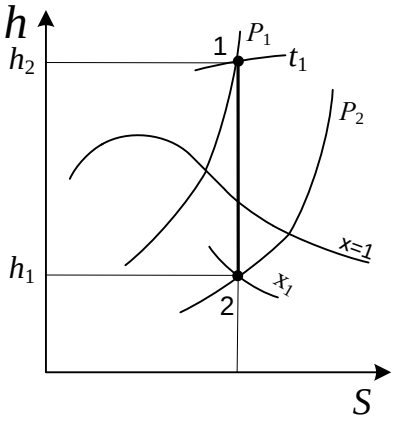


Рис. 4.1.7

4.2. Истечение и дросселирование газов и паров

Процессы истечения, под которыми понимают выход газов или паров с большой скоростью из сопел, часто применяются в технике. Назначением сопла является преобразование потенциальной энергии рабочего тела в кинетическую энергию движения струи.

Рассмотрим процесс течения 1 кг рабочего тела в суживающемся канале. Параметры его до сужения – p_1, v_1, t_1. после сопла – p_2, v_2, t_2. Выделим для рассмотрения часть объема, ограниченную невесомыми поршнями I и II (рис. 4.8), имеющими площади f_1 и f_2 соответственно.

При протекании в канале 1 кг газа поршень переместится на расстояние s_l и совершит работу $p_1 f_1 s_1 = p_1 v_1$. На перемещение поршня II затратится работа $p_2 f_2 s_2 = p_2 v_2$. В целом работа проталкивания газа.

$$l_п = p_1 v_1 - p_2 v_2 . \qquad (4.2.1)$$

Считая процесс течения адиабатным, найдем работу расширения:

$$l_р = -\Delta u = u_1 - u_2 . \qquad (4.2.2)$$

Эти два вида работы затрачиваются на изменение кинетической энергии потока:

$$\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{2} = u_1 - u_2 + p_1 v_1 - p_2 v_2 . \qquad (4.2.3)$$

Пренебрегая начальной скоростью газа ω_0 и используя связь $h = u + pv$, имеем:

$$\frac{\omega^2}{2} = h_1 - h_2. \qquad (4.2.4)$$

Уравнение (4.24) отражает теоретический процесс преобразования в сопле тепловой энергии рабочего тела в кинетическую. С другой стороны, для этого процесса справедливо уравнение первого закона термодинамики dq = dh – – vdp, которое после интегрирования с учетом dq = 0 приводится к виду:

$$h_1 - h_2 = -\int_{p_1}^{p_2} v\,dp. \qquad (4.2.5)$$

Графически интеграл $\int_{p_1}^{p_2} v\,dp$ в p, v-диаграмме изображается площадью, ограниченной кривой процесса расширения 1 – 2, изобарами p_1 и p_2 и осью ординат (на рис. 4.9 эта площадь заштрихована горизонтальными линиями).

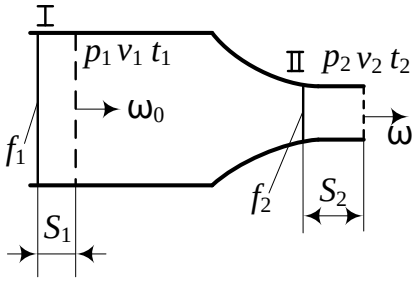


Рис. 4.2.1

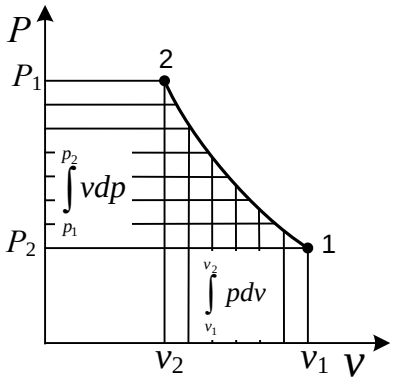


Рис. 4.2.2

Из уравнения адиабаты $pv^k = p_1 v_1^k$ имеем:

$$v = \frac{p_1^{1/k} v_1}{p_1^{1/k}}. \qquad (4.2.6)$$

Объединив уравнения (4.24) и (4.25) и проведя интегрирование с подстановкой выражения (4.26), получаем:

$$\frac{\omega^2}{2} = \int_{p_1}^{p_2} p_1^{1/k} v_1 \frac{dp}{p^{1/k}} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \qquad (4.2.7)$$

Заметим, что работа адиабатного процесса расширения, отражаемая на p, v-диаграмме (см. рис. 4.9) площадью под процессом 1 – 2 (вертикальная штриховка),

$$l_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} pdv = \frac{1}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \qquad (4.2.8)$$

Таким образом, располагаемая работа потока, превращаемая при истечении из сопла в кинетическую энергию струи, в k раз больше работы расширения:

$$\int_{p_1}^{p_2} vdp = k \int_{v_1}^{v_2} pdv. \qquad (4.2.9)$$

Уравнения (4.24) и (4.27) позволяют определить скорость рабочего тела на выходе из сопла:

$$\omega = \sqrt{2(h_1 - h_2)}; \qquad (4.2.10)$$

$$\omega = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \qquad (4.2.11)$$

С помощью выражения (4.30) удобно определять скорость истечения пара, пользуясь h, s-диаграммой (рис. 4.10). По известным начальным параметрам фиксируется точка 1. Проведя через нее адиабату до пересечения с изобарой p_2 = const, получаем точку 2. Определив энтальпии h_1 и h_2, находим располагаемый теплоперепад $h_1 - h_2$, а затем подсчитываем скорость истечения ω.

Для установившегося потока, отвечающего уравнению сплошности

$$Mv = f\omega, \qquad (4.2.12)$$

расход газа M остается постоянным независимо от изменения площади сечения f. В выходном сечении суживающегося сопла удельный объем

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/k} . \qquad (4.2.13)$$

После подстановки выражений (4.31) и (4.33) в уравнение (4.32) получаем формулу для расхода газа через сопло:

$$M = \frac{f}{v_2} \omega = f \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/k} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \qquad (4.2.14)$$

или, обозначив $\beta = p_2 / p_1$:

$$M = f \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\beta^{2/k} - \beta^{\frac{k+1}{k}} \right)}. \qquad (4.2.15)$$

Анализ выражения (4.35) показывает, что при $\beta = 1$, т. е. $p_2 = p_1$, расход газа $M = 0$. С уменьшением β снижается давление среды, в которую происходит истечение, расход M возрастает, однако при $\beta = 0$ вновь $M = 0$. Из этого можно заключить, что расход газа M при некотором значении $p_{кр}$ имеет максимум (рис. 4.11).

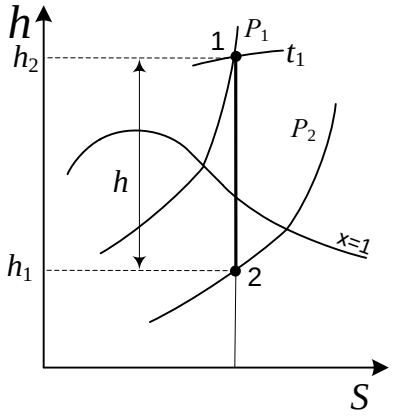


Рис. 4.2.3

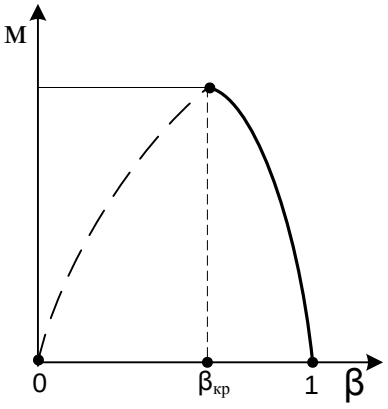


Рис. 4.2.4

В опыте находит подтверждение лишь правая ветвь кривой при $\beta_{кр} < \beta < 1$. После достижения максимального значения, расход газа с уменьшением β остается постоянным, равным критическому, а не уменьшается, как это следует из уравнения (4.35).

Если приравнять к нулю первую производную выражения в скобках (4.35), то после преобразований получим значение $p_{кр}$, соответствующее максимуму расхода газа:

$$\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (4.2.16)$$

Критическое отношение давлений зависит только от показателя адиабаты k, определяемого природой рабочего тела. Так, для двухатомных газов k = 1,4, $\beta_{кр}$ = 0,528; для перегретого пара k = 1,3, $\beta_{кр}$ = 0,546; для сухого насыщенного пара k = 1,135, $\beta_{кр}$ = 0,577.

При известном начальном давлении p_1 можно найти критическое давление $p_{кр}$, устанавливающееся на срезе сопла при достижении критического режима истечения:

$$p_{кр} = p_1 \beta_{кр}. \qquad (4.2.17)$$

Уменьшение давления среды p_2 не влияет на режим истечения, так как давление на срезе сопла $p_{кр}$ остается постоянным. Если $p_2 < p_{кр}$, то при истечении из суживающегося сопла имеет место потеря энергии, рассеиваемой в пространстве за соплом. В p, v-диаграмме (рис. 4.12) кинетическая энергия струи изображена заштрихованной площадью, а площадка под изобарой $p_{кр}$ отражает потери.

Точно так же, рассматривая процесс истечения в диаграмме h, s, можно заметить, что при $\beta < \beta_{кр}$ в суживающемся сопле не срабатывается весь тепловой перепад $h_0 = h_1 - h_2$. Величина используемого теплоперепада $h_и = h_1 - h_{кр}$ определяется давлением $p_{кр}$, которое устанавливается в выходном сечении сопла. Снижение давления ниже $p_{кр}$ не приводит к возрастанию скорости истечения и расхода газа через сопло (рис. 4.13).

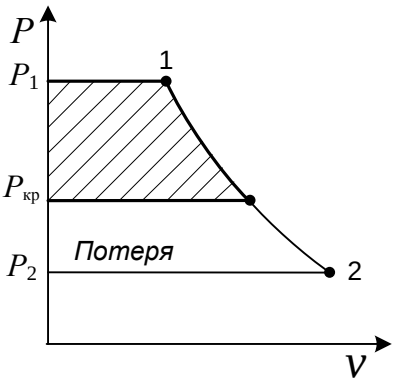


Рис. 4.2.5

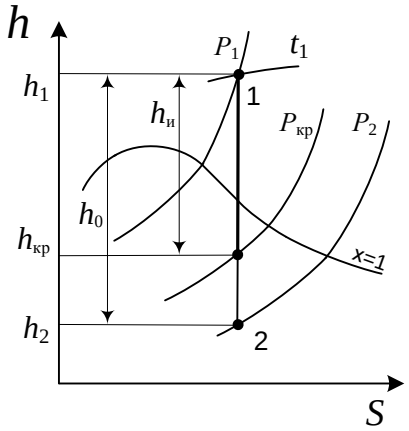


Рис. 4.2.6

Таким образом, при достижении критического отношения давлении $\beta_{кр} = p_{кр} / p_1$ наступает критический режим истечения, характеризуемый критической скоростью и максимальным расходом газа. Подставив в уравнение (4.34) вместо отношения p_2 / p_1 критическое значение $\beta_{кр}$ (4.36), получаем:

$$\omega_{кр} = \sqrt{2\frac{k}{k+1}p_1 v_1}\,. \qquad (4.2.18)$$

Заменяя в выражении (4.38) параметры p_1 и v_1 через критические с помощью уравнения $p_1 v_1^k = p_{кр} v_{кр}^k$, получаем

$$\omega_{кр} = \sqrt{k p_{кр} v_{кр}} = a\,, \qquad (4.2.19)$$

где a – скорость звука в среде с параметрами $p_{кр}$, $v_{кр}$. Следовательно, максимально достижимая скорость истечения из суживающегося сопла равна скорости звука.

Максимальный расход газа определяется из выражения (4.35), если в него подставить соотношение (4.36):

$$M_{max} = f\sqrt{k\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}\frac{p_1}{v_1}}\,. \qquad (4.2.20)$$

Если в расчете скорости истечения используются диаграмма h, s и формула (4.31), то при достижении критического режима истечения в нее следует вместо h_2 подставить $h_{кр}$, т. е.

$$\omega_{кр} = \sqrt{2(h_1 - h_{кр})}. \qquad (4.2.21)$$

Чтобы получить скорость истечения газа, превышающую скорость звука, применяют специально спрофилированные каналы, называемые соплами Лаваля. В основе их профилирования лежат следующие соображения. Если продифференцировать уравнение сплошности потока (4.32): $Mdv = \omega df + fd\omega$, а затем полученное дифференциальное уравнение почленно поделить на исходное, то имеем $dv / v = df / f + d\omega / \omega$, откуда

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{d\omega}{\omega}. \qquad (4.2.22)$$

Соотношение (4.42) показывает, что изменение сечения канала зависит от приращения как удельного объема v, так и скорости течения ω.

Проследим, как эти факторы влияют на площадь f в зависимости от давления p_2, которое уменьшается по длине канала. Кривая 1 (рис. 4.14) представляет собой зависимость $v = \varphi(p_2)$, которая согласно уравнению адиабаты имеет характер неравнобокой гиперболы. Кривая 2, построенная по уравнению (4.31), отражает зависимость $\omega = \varphi(p_2)$.

При давлении $p_2 > p_{кр}$ наклон кривой 2 больше, чем кривой 1, следовательно, $d\omega / \omega > dv / v$. В соответствии с уравнением (4.42) в этом случае $df / f < 0$, т. е. площадь сечения f должна уменьшаться.

Если же $p_2 < p_{кр}$, то, наоборот, наклон кривой 1 возрастает, а кривой 2 – уменьшается. Следовательно, $d\omega / \omega < dv / v$, $df / f > 0$ и сечение f должно расти.

Характер изменения площади сечения канала от давления p_2 на рис. 4.14 показан кривой 3.

Таким образом, для получения сверхзвуковой скорости истечения сопло должно быть комбинированным: вначале оно имеет суживающуюся часть, затем расширяется. Профиль сопла Лаваля показан на рис. 4.15. Здесь же изображены зависимости скорости течения ω и местной скорости звука a от длины канала.

В суживающейся части сопла скорость газа $\omega_{кр}$ возрастает, достигая в минимальном сечении a. Затем в расширяющейся насадке скорость течения превышает звуковую, и на выходе из сопла можно получить скорость $\omega » a$. При этом весь располагаемый перепад давлений полностью используется на создание кинетической энергии газа.

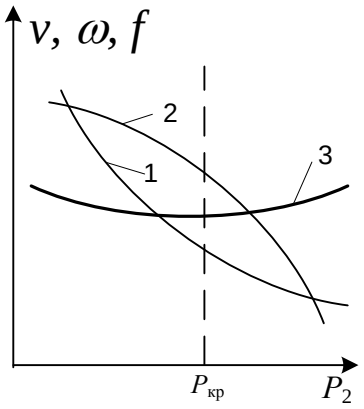


Рис. 4.2.7

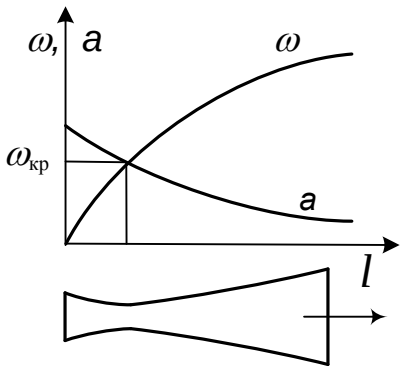


Рис. 4.2.8

Рассмотрим другой случай течения рабочего тела в канале, имеющем гидравлическое сопротивление: вентиль, шайбу, пористую перегородку и т. д.

В месте сужения потока скорость резко возрастает, следовательно, давление понижается (рис. 4.16). На достаточном удалении от сужения движение потока стабилизируется и скорость его становится равной начальной, однако давление восстанавливается не полностью из-за потерь на завихрения. Перепад давлений Δp пропорционален расходу газа или жидкости, поэтому часто используется как импульс для измерения расхода.

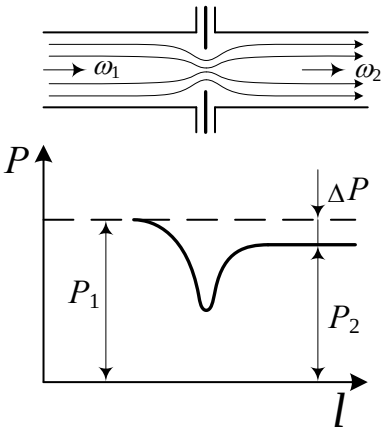


Рис. 4.2.9

Понижение давления рабочего тела при прохождении его через какое-либо местное сопротивление называется дросселированием.

Процесс дросселирования идет без теплообмена с окружающей средой и без совершения работы, поэтому баланс энергии до и после сужения можно записать в виде:

$$h_1 + \frac{\omega_1^2}{2} = h_2 + \frac{\omega_2^2}{2}. \qquad (4.2.23)$$

Принимая $\omega_1^2 = \omega_2^2$, получаем

$$h_1 = h_2, \qquad (4.2.24)$$

т. е. при дросселировании газа или пара его энтальпия остается неизменной.

Для идеального газа $h = c_p T$, $c_p = \text{const}$, следовательно, $T_1 = T_2$. У реальных же газов температура при дросселировании не остается постоянной. Величиной, характеризующей относительное изменение температуры с понижением давления, является дифференциальный дроссель-эффект

$$\alpha_h = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h . \qquad (4.2.25)$$

Такое состояние газа, в котором дифференциальный дроссель-эффект равен нулю и меняет знак, называется точкой инверсии. Кривая инверсии отделяет область начальных давления и температуры, при которых дросселирование газа сопровождается его охлаждением, от области, в которой дросселирование сопровождается нагреванием газа.

Температура инверсии большинства газов (кроме водорода и гелия, у которых $T_{инв} = 200$ K) достаточно велика, поэтому процессы дросселирования идут с понижением температуры. Этот эффект используется на практике для получения низкой температуры в установках охлаждения тел или сжижения газов.

Рассматривая процесс дросселирования водяного пара в диаграмме h, s (рис. 4.17), можно заметить, что при умеренном давлении (например, от p_3 до p_4 в процессе 3 – 4) влажный пар подсушивается, становится сухим, затем перегревается. Это свойство используется для определения начальной степени сухости x_3 в приборах дроссель-калориметрах. В опыте по параметрам p_4 и T_4 определяют состояние пара в точке 4 после дросселирования, затем по линии $h_3 = h_4$ находят точку 3.

В области высоких давлений дросселирование приводит в процессе 1 – 2 к превращению перегретого пара в сухой насыщенный, после чего пар увлажняется, затем вновь подсушивается и в точке 2 опять становится перегретым.

Кипящая жидкость (точка 5) при дросселировании частично испаряется и в конце процесса (точка 6) превращается в парожидкостную смесь с некоторой степенью сухости x_6.

Температура насыщения ее, соответствующая давлению насыщения p_6, становится значительно ниже исходной. Указанным свойством широко пользуются в холодильных установках, в которых путем дросселирования конденсата низкокипящих веществ получают низкую температуру.

В области перегретого пара при достаточном удалении от состояния насыщения изотермы в h, s-диаграмме приближаются к изоэнтальпам, поэтому изменение температуры пара при дросселировании становится незначительным.

Дросселирование является типичным необратимым процессом, протекает с возрастанием энтропии и потерей работоспособности. Так, если до дросселирования располагаемый теплоперепад (рис. 4.18) составлял h_0, то после процесса дросселирования 1 – 2 располагаемый теплоперепад $h_Д$ уменьшился в силу того, что изобара p_3 = const в области влажного пара проходит наклонно, тогда как процесс 1 – 2 в h, s-диаграмме располагается горизонтально.

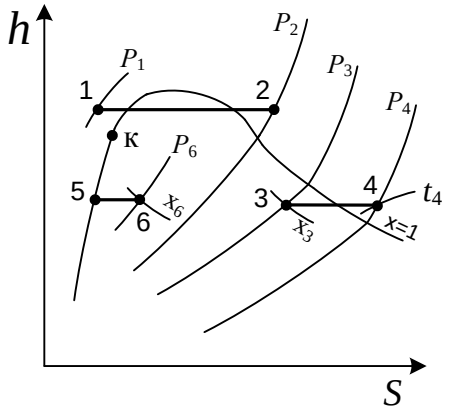


Рис. 4.2.10

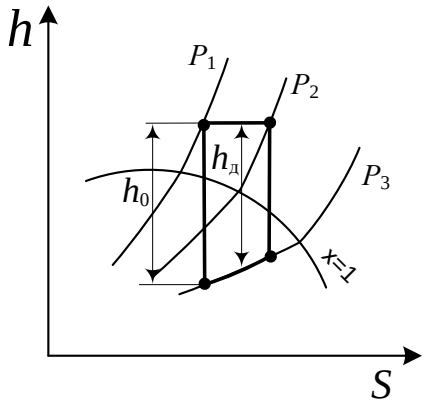


Рис. 4.2.11

Введем еще одно важное понятие – температура адиабатного торможения потока. Энергия адиабатного потока до препятствия и при набегании на него остается неизменной, поэтому для него справедливо выражение (4.40). Преобразовав его в виде $h_2 - h_1 = \left(\omega_1^2 - \omega_2^2\right)/2$ и принимая для идеального газа h= $c_p T$, имеем: $c_p\left(T_2 - T_1\right) = \left(\omega_1^2 - \omega_2^2\right)/2$. При полном торможении потока ω_2 = 0 и температура заторможенного на каком-либо препятствии потока

$$T_{тор} = T_2 = \frac{\omega_1^2}{2c_p} + T_1. \qquad (4.2.26)$$

Например, приняв скорость полета сверхзвукового лайнера ω_1 = 570 м/с, теплоемкость воздуха c_p = 1000 Дж/кг·К, определим температуру передней кромки крыла:

$$T_{тор} = \frac{570^2}{2 \cdot 1000} + 300 = 462\text{K}.$$

4.3. Цикл Ренкина. Пути повышения КПД паросиловых установок

В основе работы современных теплосиловых установок, использующих в качестве рабочего тела водяной пар, лежит цикл, предложенный шотландским инженером У. Ренкиным в 50-х гг. XIX века.

Схема простейшей паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина, включает в себя паровой котел 1 (рис. 4.19) с пароперегревателем 2, паровую турбину 3, конденсатор 4 и питательный насос 5.

В паровом котле за счет тепла продуктов сгорания топлива питательная вода нагревается до температуры кипения (процесс 3 – 4 на рис. 4.20), затем превращается в пар (4 – 5).

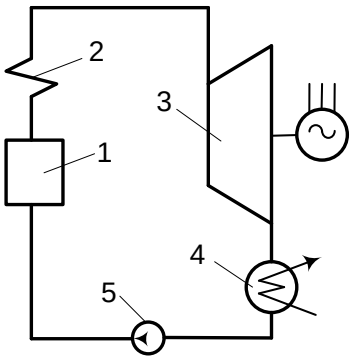


Рис. 4.3.1

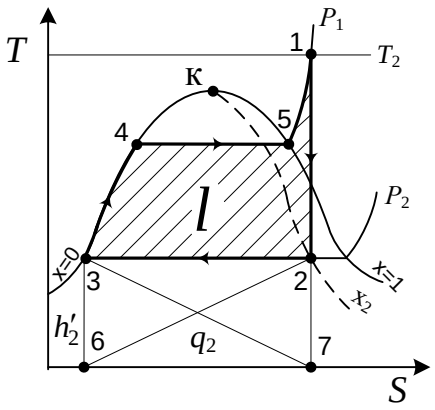


Рис. 4.3.2

Образующийся в котле пар со степенью сухости, близкой к x = 1, направляется в пароперегреватель, где осуществляется подсушка и перегрев пара до температуры T_1 (5 – 1). Весь процесс подвода тепла 3 – 4 – 5 – 1 протекает при одном и том же давлении (p_1 = const).

Далее пар с параметрами p_1, T_1 поступает в турбину, где расширяется до давления p_2 и совершает работу. Процесс расширения 1 – 2 в проточной части турбины протекает в идеальном цикле Ренкина адиабатно, без потерь, следовательно, $s_1 = s_2$. Работа расширения пара используется на вращение ротора электрического генератора.

После турбины пар с давлением p_2 и степенью сухости x_2 поступает в конденсатор, где осуществляется изобарно-изотермный процесс конденсации 2 – 3. Внутренняя поверхность трубок конденсатора охлаждается циркуляцион-

ной водой, а пар конденсируется в межтрубном пространстве. Образующийся конденсат откачивается питательным насосом, который повышает его давление и подает в котел. Процесс повышения давления воды в насосе в T, s-диаграмме не изображен, так как в точке 3 изобары p_1 и p_2 практически сливаются. Кроме того, работа насоса весьма мала в сравнении с работой расширения пара в турбине, поэтому из рассмотрения ее можно исключить.

Эффективность полученного цикла оценивается термическим КПД, определяемым по общей формуле: $\eta_t = l/q_1 = (q_1 - q_2)/q_1$.

Подведенное в цикле тепло q_1 отражается на T, s-диаграмме площадью 3 – 4 – 5 – 1 – 7 – 6. Поскольку процесс подвода тепла осуществляется изобарно, то количество тепла равно разности энтальпий начала и конца процесса: $q_1 = h_1 - h_3$.

Энтальпия точки 3 представляет собой энтальпию кипящей жидкости при давлении p_2, поэтому можно записать: $q_1 = h_1 - h_2'$.

Отведенное от рабочего тела в конденсаторе тепло (площадка 3 – 2 – 7 – 6) запишется как $q_2 = h_2 - h_2'$.

Подставляя значения q_1 и q_2 в исходное уравнение, получаем формулу термического КПД идеального цикла Ренкина:

$$\eta_t = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'}. \qquad (4.3.1)$$

Величину термического КПД цикла Ренкина удобно определять с помощью h, s-диаграммы (рис. 4.21). По заданным начальным параметрам p_1 и t_1 находят точку 1 и определяют энтальпию h_1. Через точку 1 проводят вертикальную линию до пересечения с изобарой p_2. Полученный отрезок 1 – 2 характеризует процесс адиабатного расширения пара в проточной части турбины. В точке 2 определяют энтальпию h_2. Разность энтальпий $h_1 - h_2$ представляет собой располагаемый теплоперепад h_0. Энтальпия конденсата h_2' определяется по температуре насыщения t_2, соответствующей давлению p_2. При t_2 <

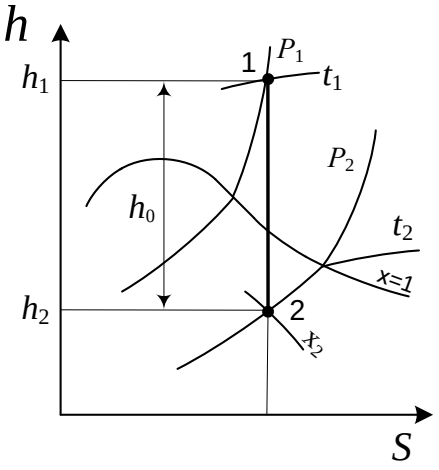


Рис. 4.3.3

100 °С с достаточной точностью можно принимать $h_2' = 4{,}19\ t_2$ кДж/кг. Подставляя значения h_1, h_2 и h_2' в (4.44), получают численное значение η_t.

Рассмотрим, как влияют параметры пара на термический КПД цикла Ренкина.

Поскольку для любого обратимого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{T_{2cp}}{T_{1cp}}, \qquad (4.3.2)$$

где T_{1cp} и T_{2cp}– среднеинтегральная температура подвода и отвода тепла, то термический КПД повышается, если T_{1cp} увеличивать, а T_{2cp} уменьшать.

С увеличением давления от p_1 до p_1' при неизменных t_1 и p_2 (рис. 4.22) средняя температура подвода тепла T_{1cp} увеличивается. В то же время возрастает влажность отработавшего пара, что ухудшает условия работы последних ступеней турбины.

Если же увеличивать температуру t_1, оставляя одинаковыми p_1 и p_2 (рис. 4.23), то термический КПД также будет возрастать (за счет роста T_{1cp} при неизменной температуре T_{2cp}), а влажность пара в конце расширения, наоборот, уменьшается.

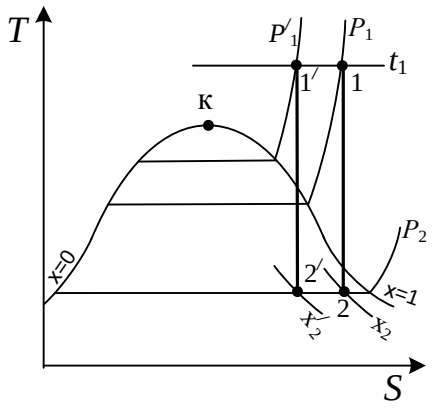


Рис. 4.3.4

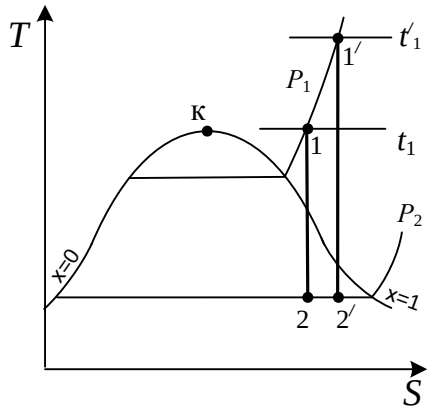


Рис. 4.3.5

Отмеченные особенности влияния начальных параметров на η_t приводят к выводу, что повышение начального давления пара должно сопровождаться одновременным повышением его начальной температуры. Это, во-первых, ведет к заметному увеличению термического КПД, а во-вторых, позволяет поддерживать влажность в конце расширения в допустимых пределах – 12 – 18 %.

Снижение конечного давления p_2 при сохранении начальных параметров p_1 и t_1 вызывает значительное уменьшение $T_{2ср}$ при несущественном изменении $T_{1ср}$, что приводит к повышению η_t (рис. 4.24). Поэтому в конденсаторе стремятся поддерживать глубокий вакуум, чтобы температура и давление конденсации были как можно более низкими.

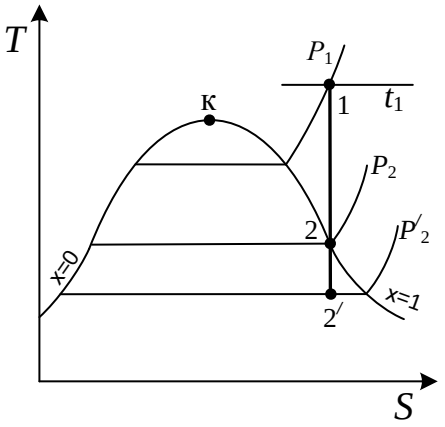


Рис. 4.3.6

Однако даже при высоких начальных параметрах пара (p_1 – около 230 бар, t_1 – примерно 550 °С) и малом конечном давлении (p_2 = = 0,03 – 0,05 бар) термический КПД цикла Ренкина η_t не превышает 0,45 – 0,47. С учетом же тепловых, механических и электрических потерь общий КПД установки составляет всего 0,3 – 0,35.

Отсюда становится ясным, что помимо повышения начальных параметров пара и поддержания вакуума в конденсаторе необходимо изыскивать и другие пути совершенствования паросиловых установок.

Одним из таких усовершенствований является применение промежуточного перегрева пара. Перегретый пар с параметрами p_1, t_1 подается в часть высокого давления турбины I (рис. 4.25), где расширяется до некоторого промежуточного давления $p_п$. Затем пар вновь направляется в котельный агрегат, где в пароперегревателе ПП2 осуществляется вторичный его перегрев примерно до той же температуры t_1, однако при меньшем давлении $p_п$. В части низкого давления II пар расширяется до конечного давления p_2.

Одной из задач такого цикла является повышение сухости пара в конце его расширения. Действительно, если из точки 1 (рис. 4.26) провести расширение до конечного давления p_2, то степень сухости x_c в точке с будет меньше, чем x_2. Другими словами, применение промперегрева пара уменьшает его влажность в конце расширения, что благоприятно сказывается на работе последних ступеней турбины.

С другой стороны, введение промперегрева пара в современных установках приводит к увеличению его термического КПД на 2 – 3 %. Анализируя цикл в T, s-диаграмме, можно заметить, что дополнительная часть цикла a – b – 2 – c, образующаяся за счет промперегрева, дает прирост термического КПД всего цикла, если средняя температура подвода тепла в процессе a – b больше, чем

средняя температура подвода тепла основной части цикла. Следовательно, давление промперегрева $p_п$ должно выбираться таким образом, чтобы это условие выдерживалось.

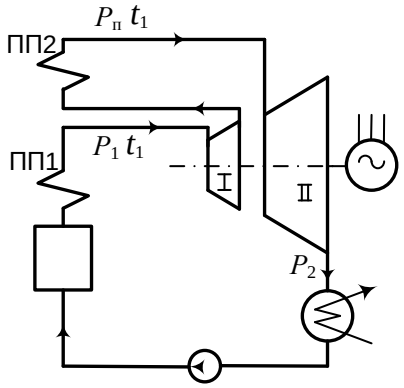


Рис. 4.3.7

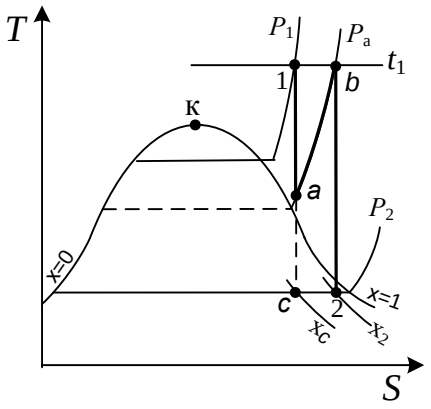


Рис. 4.3.8

Формула термического КПД цикла с промперегревом пара (в соответствии с обозначениями рис. 4.26) имеет вид:

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{h_1 - h_a + h_b - h_2}{h_1 - h_a + h_b - h_2'}. \qquad (4.3.3)$$

Существенное повышение экономичности паросиловых установок достигается путем применения регенеративного подогрева питательной воды теплом пара, отбираемого из турбины. Простейшая схема установки, работающей по регенеративному циклу с одним отбором пара, представлена на рис. 4.27.

Как и в предыдущих схемах, образующийся в котле 1 пар перегревается в пароперегревателе 2 и направляется в турбину 3. Основная масса пара расширяется в турбине до конечного давления p_2 и идет в конденсатор 4. Часть же пара отнимается из отбора турбины при давлении $p_{от} > p_2$ и направляется в подогреватель 6. Здесь отборный пар конденсируется, отдавая скрытую теплоту парообразования на подогрев основного конденсата, подаваемого в подогреватель из конденсатора насосом 5. После смешения обоих потоков конденсата последний подается в котел насосом 7.

Изобразить регенеративный цикл в T, s-диаграмме можно лишь условно (рис. 4.28), так как диаграмма состояния строится для постоянного количества рабочего тела (1 кг), тогда как здесь по длине проточной части турбины поток рабочего тела изменяется.

Основная часть пара, следующего после турбины в конденсатор, совершает цикл 1 – 2 – 3 – 4. Пар, взятый из отбора (обозначим его долю через α) работает по циклу 1 – 5 – 6 – 4. Очевидно, что работа этого цикла меньше, чем основного. Однако отведенное в нем тепло (площадка 5 – 6 – 7 – 8) не отдается в окружающую среду, а идет на подогрев питательной воды (площадка 3 – 6 – 7 – 9).

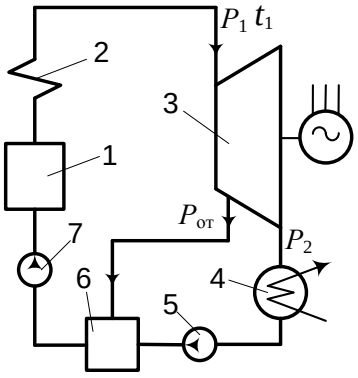


Рис. 4.3.9

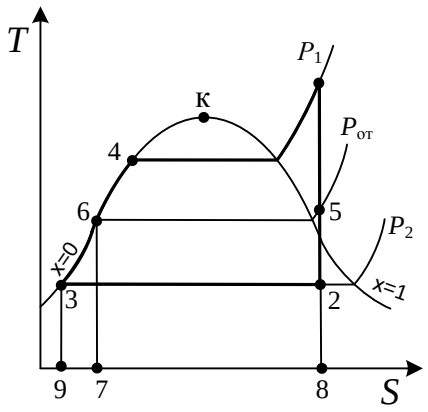


Рис. 4.3.10

Из условия равенства тепла, отданного в подогревателе отборным паром, и тепла, воспринятого конденсатом, запишем уравнение теплового баланса регенеративного подогревателя:

$$\alpha(h_5 - h_6) = (1-\alpha)(h_6 - h_3). \qquad (4.3.4)$$

Отсюда доля отбираемого пара, необходимого для подогрева питательной воды до состояния точки 6,

$$\alpha = \frac{h_6 - h_3}{h_5 - h_3}. \qquad (4.3.5)$$

Обозначив энтальпию отбираемого пара $h_{от}$, а после его конденсации $h_{от}'$, имеем:

$$\alpha = \frac{h'_{от} - h'_2}{h_{от} - h'_2}. \qquad (4.3.6)$$

Подведенное в цикле тепло (по линии 6 – 4 – 1 в T, s- диаграмме) $q_1 = h_1 - h'_{от}$.

Работа 1 кг пара складывается из работы отдельных потоков (в нашем примере двух): $l = (1-\alpha)(h_1 - h_2) + \alpha(h_1 - h_{от})$.

Термический КПД регенеративного цикла с одним отбором пара на подогрев питательной воды определяется выражением:

$$\eta_t = \frac{(1-\alpha)(h_1 - h_2) + \alpha(h_1 - h_{от})}{h_1 - h'_{от}}. \qquad (4.3.7)$$

Независимо от давления пара в регенеративном отборе некоторая часть работы турбины совершается без потерь теплоты парообразования в конденсаторе, а с использованием ее в регенеративном подогревателе. Теоретически тепло той доли пара, которая идет в регенеративный отбор, используется в цикле на 100 %. Поэтому термический КПД регенеративного цикла выше, чем цикла Ренкина без регенерации.

С увеличением числа отборов термический КПД возрастает. Учитывая, однако, сложность и удорожание установки, число регенеративных отборов выбирают в пределах 5 – 10.

Значение регенеративного цикла становится наиболее существенным при высоком начальном давлении пара, когда затраты тепла на нагревание воды растут, а на парообразование – уменьшаются. В этом случае применение регенеративного подогрева питательной воды приводит к увеличению термического КПД до 10 – 12 %.

Разберем еще один способ повышения эффективности использования тепла, применяемый в теплофикационных циклах.

В установках, работающих по циклу Ренкина, значительная часть тепла q_2 отводится холодному источнику. Снижением конечного давления p_2 добиваются некоторого уменьшения тепла q_2, отводимого в конденсаторе, что приводит к увеличению термического КПД цикла. Однако при малых давлениях p_2, поддерживаемых в современных установках на уровне 0,03 – 0,05 бар, температура конденсации пара имеет значения 24 – 32 °С. Использование теплоты конденсации с таким низким температурным потенциалом становится экономически нецелесообразным.

Стремление использовать тепло q_2, отдаваемое конденсирующимся паром, приводит к необходимости повышения давления, а следовательно, и температуры конденсации. При этом неизбежно снижается термический КПД цикла, уменьшается работа цикла l, идущая на выработку электроэнергии (рис. 4.29). Вместе с тем представляется возможность получения больших количеств тепла для технологических и бытовых нужд. В установке, таким образом, осуществляется комбинированная выработка электроэнергии и тепла.

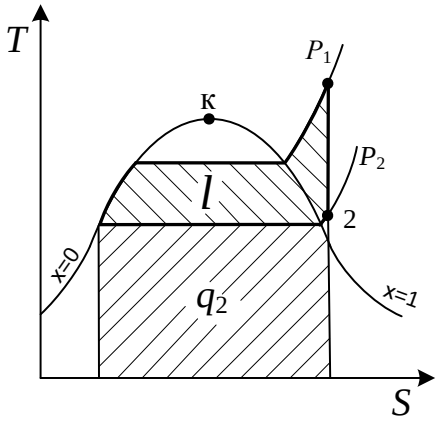


Рис. 4.3.11

Цикл такой установки называется теплофикационным, а электростанции, вырабатывающие электроэнергию и тепло, называются теплоэлектроцентралями.

Эффективность теплофикационного цикла можно оценивать коэффициентом использования тепла

$$K = \frac{l + q_2}{q_1}. \qquad (4.3.8)$$

Поскольку в любом обратимом цикле $l + q_2 = q_1$, то теоретически K = 1. На практике величина K всегда меньше единицы из-за наличия потерь тепла в котлоагрегате и паропроводе, механических и электрических потерь в турбине и генераторе.

4.4. Цикл холодильной установки

Холодильными установками называют устройства, предназначенные для понижения температуры тел и поддержания ее на заданном уровне. Вырабатываемый ими искусственный холод находит все более широкое применение в химической и пищевой промышленности, в строительстве, торговле, транспорте, в системах кондиционирования воздуха и других отраслях промышленности и коммунального хозяйства.

В настоящее время используются различные типы холодильных установок – воздушные, парокомпрессорные, пароэжекторные, абсорбционные, термоэлектрические, которые отличаются как по роду рабочего тела, так и по

принципу действия. Наиболее распространенные парокомпрессорные холодильные установки используют в качестве рабочего тела (хладагента) вещества, имеющие низкие температуры кипения, например аммиак, фреоны. Принципиальная схема такой установки представлена на рис. 4.30, а T, s-диаграмма осуществляемого в ней обратного цикла – на рис. 4.31.

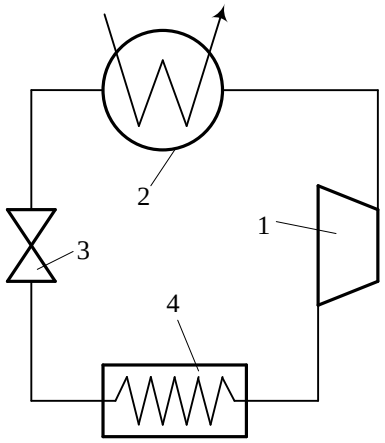


Рис. 4.4.1

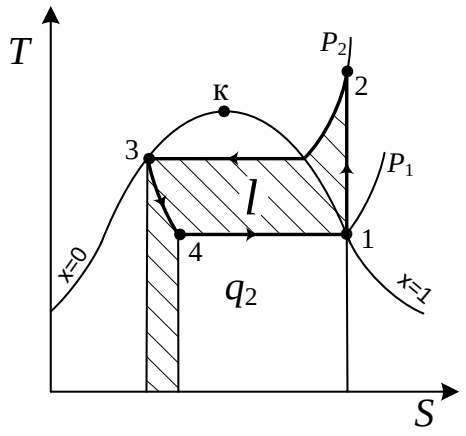


Рис. 4.4.2

В компрессоре 1 сухой пар хладагента адиабатно сжимается (1 – 2) до давления p_2 и направляется в конденсатор 2. Здесь происходят охлаждение и конденсация рабочего тела за счет отвода тепла q_1 циркулирующей водой. Жидкость дросселируется от давления p_2 до давления p_1 в дросселе 3. Процесс дросселирования 3 – 4 протекает при неизменной энтальпии $h_3 = h_4$. В точке 4 получается парожидкостная смесь, которая следует в испаритель 4, где за счет подвода тепла q_2 происходит испарение жидкой фазы хладагента (4 – 1).

Работа, затрачиваемая на осуществление обратного цикла, $l = q_1 – q_2$. Количество отведенного в цикле тепла $q_1 = h_2 – h_3$.

Подведенное к рабочему телу в испарителе тепло q_2 является одновременно теплом, которое с каждым циклом отводится от охлаждаемого объекта и называется удельной хладопроизводительностью установки, кДж/кг: $q_2 = h_1 – h_4$. Поскольку $h_3 = h_4$, то $l = h_1 – h_2$.

Теоретический холодильный коэффициент установки

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l} = \frac{h_1 - h_4}{h_1 - h_2}. \qquad (4.4.1)$$

Значения ε находятся в пределах 3 – 5, т. е. количество вырабатываемого холода в несколько раз больше затрат работы.

4.5. Влажный воздух

Влажный воздух представляет собой смесь двух газов: сухого воздуха и паров воды. Однако «поведение» этой газовой смеси не совсем обычно, так как один из ее компонентов – водяной пар – может изменять агрегатное состояние (в диапазоне температур, приемлемых в технике). Поэтому свойства паровоздушной смеси и закономерности, присущие ей, требуют особого рассмотрения.

Чаще всего свойства влажного воздуха изучаются при атмосферном давлении B или близком к нему (например, в таких устройствах, как сушилки, кондиционеры, отопительно-вентиляционные приборы, градирни и др.). Это позволяет с достаточной точностью принимать паровоздушную смесь за идеальный газ и использовать закономерности идеально-газовой смеси.

В соответствии с законом Дальтона

$$B = p_в + p_п, \qquad (4.5.1)$$

где $p_в$ и $p_п$ – парциальное давление воздуха и паров воды.

Чем выше концентрация паров влаги в воздухе, тем больше их парциальное давление $p_п$. Однако величина $p_п$ может расти лишь до давления насыщения влаги. Сказанное хорошо иллюстрируется в диаграммах p, v и T, s (рис.4.32 и 4.33), построенных для 1 кг влаги.

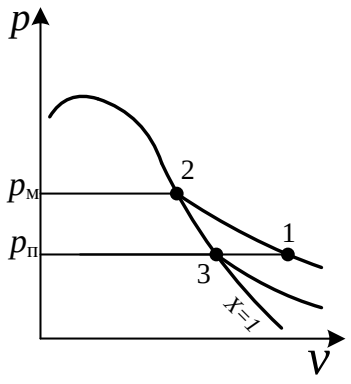


Рис. 4.5.1

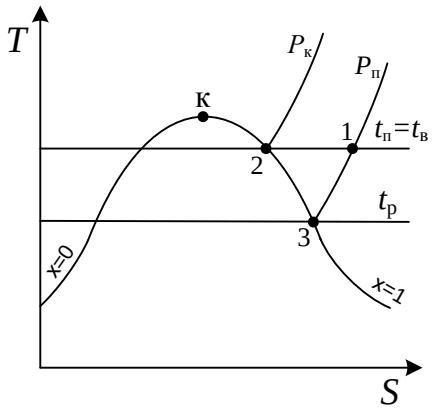


Рис. 4.5.2

Пусть точка 1 характеризует состояние пара при парциальном давлении рп и температуре tп, равной температуре воздуха tв. Пар находится в перегретом состоянии, влажный воздух при этом называется ненасыщенным.

Если при одной и той же температуре воздуха $t_в$ увеличивать содержание в нем влаги, то давление $p_п$ будет расти и в точке 2 сравняется с $p_н$, т. е. влажный воздух достигнет состояния насыщения.

С другой стороны, можно прийти к состоянию насыщения при сохранении постоянного парциального давления $p_п$ путем снижения температуры воздуха $t_в$ (рис. 4.33). Когда температура воздуха (а следовательно, и пара) достигнет в точке 3 значения $t_р$, то наступит насыщение паров и дальнейшее понижение $t_в$ приведет к выпадению влаги, появлению тумана или росы. Поэтому температуру $t_Р$ называют точкой росы.

Содержание влаги в воздухе может оцениваться несколькими характеристиками: абсолютной и относительной влажностью и влагосодержанием.

Абсолютная влажность воздуха численно равна плотности содержащегося в нем водяного пара и представляет собой количество пара в килограммах или граммах, содержащегося в 1 $м^3$ влажного воздуха. Для ненасыщенного пара, например, в точке 1 (рис.4.33),

$$\rho_п = \frac{1}{v_п}. \qquad (4.5.2)$$

Относительная влажность воздуха φ есть отношение действительного содержания влаги в воздухе к максимально возможному при данной температуре, т. е. $\varphi = \frac{\rho_п}{\rho_н}$. Воспользовавшись уравнением состояния идеального газа pv = RT, можно записать: $\rho_п = \frac{p_п}{R_п T}$, $\rho_н = \frac{p_н}{R_н T}$. Поскольку $R_п = R_н$ и по условию T = idem, то получаем

$$\varphi = \frac{p_п}{p_н}. \qquad (4.5.3)$$

Для абсолютно сухого воздуха $p_п = 0$ и $\varphi = 0$, а при насыщении, когда $p_п = p_н$, $\varphi = 1$. Часто величину φ выражают в процентах.

Влагосодержание d представляет собой отношение массы пара $M_п$ к массе сухого воздуха $M_в$, содержащегося в смеси:

$$d = \frac{M_п}{M_в}. \qquad (4.5.4)$$

Из уравнения Клапейрона для M кг идеального газа pV = MRT. Подставив это выражение в уравнение (4.59) с соответствующими индексами, имеем:

$$d = \frac{p_п V \cdot R_в T}{R_п T \cdot p_в V} = \frac{R_в}{R_п} \cdot \frac{p_п}{p_в} = \frac{288}{462} \cdot \frac{p_п}{p_в} = 0,622 \frac{p_п}{p_в}. \qquad (4.5.5)$$

Используя выражения (4.56) и (4.58), получаем:

$$d = 0,622 \frac{p_п}{B - p_п} = 0,622 \frac{\varphi p_н}{B - \varphi p_н}. \qquad (4.5.6)$$

Влагосодержание d имеет размерность кг влаги / кг сухого воздуха.

Энтальпию влажного воздуха H также принято относить к 1 кг сухого воздуха. Она суммируется из энтальпии 1 кг сухого воздуха и энтальпии d кг содержащегося в нем пара:

$$H = h_в + d \cdot h_п. \qquad (4.5.7)$$

Для расчетов используется формула профессора Л. К. Рамзина, ккал/кг сухого воздуха:

$$H = 0,24t + d(595 + 0,47t). \qquad (4.5.8)$$

Или в пересчете на единицы системы СИ, кДж/кг сухого воздуха,

$$H = t + d(2493 + 1,97t). \qquad (4.5.9)$$

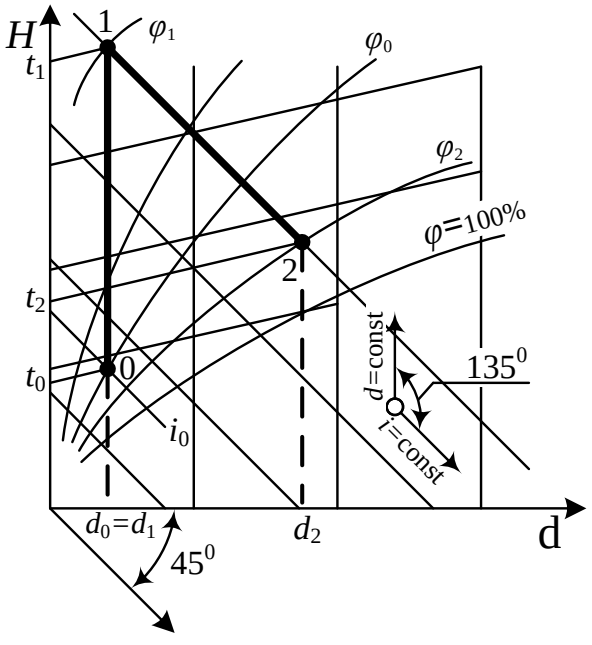


Рис. 4.5.3

Определение параметров влажного воздуха, а также расчет процессов изменения его состояния удобно проводить с помощью H, d-диаграммы.

Диаграмма H, d строится для давления воздуха B = 745 мм рт. ст., но с достаточной точностью ее можно использовать и при другом атмосферном давлении. При ее построении используется косоугольная система координат с осями, расположенными под углом 135º. Поэтому линии постоянных энтальпий H = const имеют наклон к

горизонтали 45º (рис. 4.34).

Изотермы t = const строятся по уравнениям (4.63) или (4.64). Поскольку они являются уравнениями первой степени относительно t , то изотермы – прямые линии.

Затем строится кривая насыщения φ = 100 % и другие линии φ = const с использованием выражения (4.61) и таблиц насыщенного водяного пара.

Такие диаграммы могут быть построены для различных интервалов температуры воздуха и применяются для расчетов соответствующих установок. Так, в устройствах кондиционирования воздуха интервал интересующих температур находится в пределах от –35 до +40 ºС, в то время как в сушильных установках используются температуры воздуха до 1000 ºС и выше.

В качестве примера использования H, d-диаграммы рассмотрим процессы, протекающие в теоретической сушилке. Схема простейшей сушильной установки показана на рис. 4.35.

Воздух, пройдя калорифер, нагревается от наружной температуры t_0 до температуры t_1. Этот процесс 0 – 1 протекает при постоянном влагосодержании: $d_0 = d_1$.

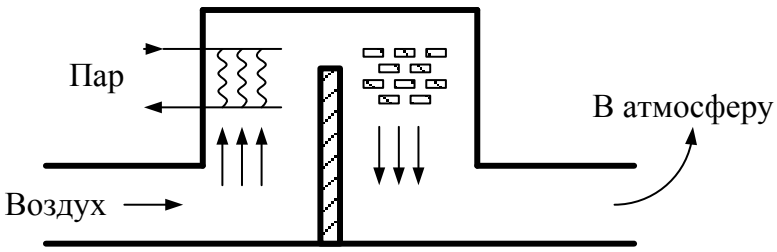


Рис. 4.5.4

Нагретый воздух, имеющий в точке 1 весьма малую относительную влажность, подается в сушильную камеру. Процесс теоретической сушки протекает при постоянной энтальпии влажного воздуха: H = const. Влагосодержание воздуха возрастает, а температура снижается.

С каждым килограммом воздуха от высушиваемого материала уносится $d_2 – d_1$ кг влаги, поэтому расход воздуха на 1 кг влаги

$$l = \frac{1}{d_2 - d_1}, \qquad (4.5.10)$$

а общий расход воздуха, если сушилка имеет производительность по влаге W , определится как

$$L = \frac{W}{d_2 - d_1}. \qquad (4.5.11)$$

Количество тепла, необходимое для нагревания 1 кг воздуха,

$$q = H_1 - H_0, \qquad (4.5.12)$$

а общий расход тепла

$$Q = L(H_1 - H_0). \qquad (4.5.13)$$

С помощью диаграммы H, d весьма просто определить относительную влажность воздуха. Представляют интерес два случая.

При известной температуре точки росы $t_р$ находят точку 1 (рис. 4.36) пересечения изотермы $t_р$ = const с линией насыщения φ = 100 %.

Затем при постоянном влагосодержании d = const поднимаются вверх до пересечения с изотермой $t_в$ = const в точке 2. Линия $φ_в$ = const, проходящая через эту точку, будет характеризовать искомую относительную влажность. Приборы, основанные на определении φ по температуре точки росы, называются гигрометрами.

Если же известна температура мокрого термометра $t_м$, равная температуре испарения влаги со смоченной поверхности, то относительная влажность воздуха $φ_в$ определяется следующим образом. Находят точку 1 (рис. 4.37) в пересечении изотермы $t_м$ = const с линией φ = 100 %.

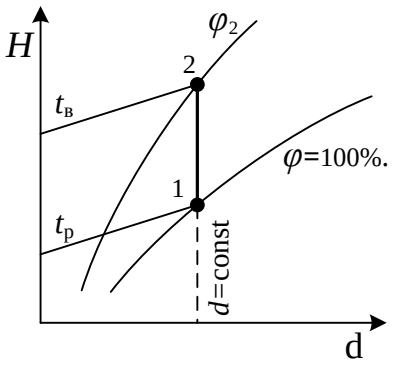


Рис. 4.5.5

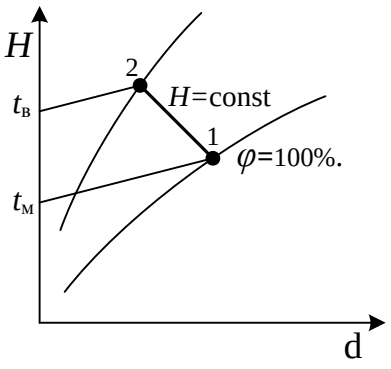


Рис. 4.5.6

Так как теоретический процесс испарения протекает при постоянной энтальпии, то из точки 1 по прямой H = const поднимаются до пересечения с изотермой воздуха $t_в$ = const. Полученная точка 2 и будет отражать состояние

влажного воздуха. Кривая φ = const, проходящая через эту точку, является искомой относительной влажностью. Приборы, использующие для нахождения φ температуру мокрого термометра, называются психрометрами.

Библиографический список

1. Кириллин В. А. Техническая термодинамика / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. М.: Энергоатомиздат, 1983.

2. Зубарев В. Н. Практикум но технической термодинамике: Учеб. пособие / В. Н. Зубарев, А. А. Александров, В. С. Охотин. М.: Энергоатомиздат, 1986.

3. Александров А. А. Таблицы теплотехнических свойств воды и водяного пара / А. А. Александров, Б. А. Григорьев. М.: Энергоатомиздат, 2004.

4. Ривкин С. Л. Термодинамические свойства воды и водяного пара: Справочник / С. Л. Ривкин, А. А. Александров. М.: Энергоатомиздат, 1984.

5. Теплотехника: Учебник / А. М. Архаров, С. И. Исаев и др.; Под общ. ред. В. И. Крутова. М.: Машиностроение, 1986.

6. Исаченко В. П. Теплопередача / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. А. Сукомел. М.: Энергоиздат, 1981.

7. Теплотехнический справочник / Под ред. В. Н. Юренева, П. Д. Лебедева. М.: Энергия, 1975. Т. 1, 2.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблицы физических свойств различных веществ

Таблица П.1

Средняя мольная теплоемкость различных газов при p = const

t, °C	μc_P, кДж/(моль·К)							
	O_2	N_2	H_2	CO	CO_2	SO_2	H_2O	воздух
0	29,28	29,02	28,62	29,13	25,86	39,86	33,50	29,08
100	29,54	29,05	28,94	29,18	38,12	40,66	33,75	29,16
200	29,94	29,14	29,08	29,31	40,07	42,33	34,12	29,30
300	30,40	29,29	29,13	29,52	41,76	43,88	34,58	29,53
400	30,88	29,50	29,11	29,79	43,26	45,22	35,09	29,79
500	31,34	29,77	29,25	30,10	44,58	46,40	35,63	30,10
600	31,76	30,05	29,32	30,43	45,76	47,36	36,20	30,41
700	32,16	30,35	29,41	30,76	46,82	48,24	36,79	30,73
800	32,51	30,64	29,52	31,07	47,77	48,95	37,40	31,03
900	32,83	30,93	29,65	31,38	48,62	49,62	38,01	31,32
1000	33,12	31,20	29,79	31,67	49,40	50,16	38,62	31,60
1100	33,39	31,45	29,95	31,94	50,10	50,67	39,23	31,87
1200	39,64	31,71	30,11	32,20	50,75	51,09	39,83	32,11

Таблица П. 2

Термодинамические и физические свойства воздуха, μ = 28,97 кг/кмоль

t, °C	c_P, $\frac{кДж}{кг \cdot К}$	c_v, $\frac{кДж}{кг \cdot К}$	h, $\frac{кДж}{кг}$	u, $\frac{кДж}{кг}$	s, $\frac{кДж}{кг \cdot К}$	ρ, $\frac{кг}{м^3}$	$\lambda \cdot 10^2$, $\frac{Вт}{м \cdot К}$	$\nu \cdot 10^6$, $\frac{м^2}{с}$	Pr
-50	1,002	0,715	223,1	159,1	6,405	1,584	2,04	9,23	0,728
0	1,003	0,716	273,2	194,8	6,608	1,293	2,44	13,28	0,707
50	1,006	0,718	323,4	230,7	6,777	1,093	2,83	17,95	0,698
100	1,010	0,723	373,8	266,7	6,922	0,946	3,21	23,13	0,688
200	1,024	0,737	475,4	339,6	7,163	0,746	3,93	31,85	0,680
300	1,045	0,757	578,8	414,3	7,361	0,615	4,60	48,33	0,674
400	1,068	0,781	684,5	191,2	7,531	0,524	5,21	63,09	0,678
500	1,092	0,805	792,4	570,5	7,681	0,456	5,74	79,38	0,687
600	1,115	0,828	902,8	652,2	7,815	0,404	6,22	96,89	0,699
700	1,135	0,849	1015,3	736,0	7,937	0,362	6,71	115,4	0,706
800	1,155	0,867	1129,8	821,9	8,049	0,329	7,18	134,8	0,713
900	1,171	0,883	1246,2	909,5	8,152	0,301	7,63	155,1	0,717
1000	1,184	0,897	1363,9	998,5	8,249	0,277	8,07	177,1	0,719
1100	1,197	0,910	1483,0	1088,9	8,339	0,257	8,50	199,3	0,722
1200	1,208	0,921	1603,3	1180,5	8,423	0,239	9,15	233,7	0,724

Таблица П.3

Физические свойства водяного пара на линии насыщения

t, °C	$p \cdot 10^5$, Па	ρ, $\frac{кг}{м^3}$	r, $\frac{кДж}{кг}$	c_p, $\frac{кДж}{кг \cdot K}$	$\lambda \cdot 10^2$, $\frac{Вт}{м \cdot K}$	$\nu \cdot 10^6$, $\frac{м^2}{с}$	Pr
0,01	0,0061	0,00485	2500	1,861	1,697	1888	1,00
10	0,0123	0,00939	2477	1,869	1,770	1011	1,00
20	0,0234	0,01729	2453	1,877	1,824	563,7	1,00
30	0,0424	0,03037	2430	1,885	1,883	328,9	1,00
40	0,0738	0,05117	2406	1,895	1,953	200,7	1,00
50	0,1233	0,08303	2382	1,907	2,034	127,5	0,99
60	0,1992	0,1302	2358	1,923	2,122	83,88	0,99
70	0,3116	0,1981	2333	1,942	2,214	56,90	0,99
80	0,4736	0,2932	2309	1,967	2,309	39,63	0,99
90	0,7011	0,4232	2283	1,997	2,407	28,26	0,99
100	1,013	0,598	2256,8	2,135	2,372	20,02	1,08
110	1,430	0,826	2230,0	2,177	2,489	15,07	1,09
120	1,980	1,121	2202,8	2,206	2,593	11,46	1,09
130	2,700	1,496	2174,3	2,257	2,686	8,85	1,11
140	3,610	1,966	2145,0	2,315	2,791	6,89	1,12
150	4,760	2,547	2114,3	2,395	2,884	5,47	1,16
160	6,180	3,258	2092,6	2,479	3,012	4,39	1,18
170	7,920	4,122	2049,5	2,583	3,128	3,57	1,21
180	10,03	5,157	2015,2	2,709	3,268	2,93	1,25
190	12,55	6,397	1978,8	2,856	3,419	2,44	1,30
200	15,55	7,862	1940,7	3,023	3,547	2,03	1,36
210	19,08	9,588	1900,5	3,199	3,722	1,71	1,41
220	23,20	11,62	1857,8	3,408	3,896	1,45	1,47
230	27,98	13,99	1813,0	3,634	4,094	1,24	1,54
240	33,48	16,76	1765,6	3,881	4,291	1,06	1,61
250	39,78	19,98	1715,8	4,158	4,512	0,913	1,68
260	46,94	23,72	1661,4	4,468	4,803	0,794	1,75
270	55,05	28,09	1604,4	4,815	5,106	0,688	1,82
280	64,19	33,19	1542,9	5,234	5,489	0,600	1,90
290	74,45	39,15	1476,3	5,694	5,827	0,526	2,01
300	85,92	46,21	1404,3	6,280	6,268	0,461	2,13
310	98,70	54,58	1325,2	7,118	6,838	0,403	2,29
320	112,90	64,72	1238,1	8,206	7,513	0,353	2,50
330	128,65	77,10	1139,7	9,881	8,257	0,310	2,86
340	146,08	92,76	1027,1	12,35	9,304	0,272	3,35
350	165,37	113,6	893,1	16,24	10,70	0,234	4,03
360	186,74	144,0	719,7	23,03	12,79	0,202	5,23
370	210,53	203,0	438,4	56,52	17,10	0,166	11,10

Таблица П.4

Физические свойства воды на линии насыщения

t, °C	ρ, $\frac{кг}{м^3}$	$\beta \cdot 10^4$, $К^{-1}$	c_p, $\frac{кДж}{кг \cdot К}$	$\lambda \cdot 10^2$, $\frac{Вт}{м \cdot К}$	$\nu \cdot 10^6$, $\frac{м^2}{с}$	Pr	$\sigma \cdot 10^4$, $\frac{Н}{м}$
0	999,9	- 0,63	4,212	55,1	1,789	13,67	756,4
10	999,7	0,70	4,191	57,4	1,306	9,52	741,6
20	998,2	1,82	4,183	59,9	1,006	7,02	726,9
30	995,7	3,21	4,174	61,8	0,805	5,42	712,2
40	992,2	3,87	4,174	63,5	0,659	4,31	696,5
50	988,1	4,49	4,174	64,8	0,556	3,54	676,9
60	983,2	5,11	4,179	65,9	0,478	2,98	662,2
70	977,8	5,70	4,187	66,8	0,415	2,55	643,5
80	971,8	6,32	4,195	67,4	0,365	2,21	625,9
90	965,3	6,95	4,208	68,0	0,326	1,95	607,2
100	958,4	7,52	4,220	68,3	0,295	1,75	588,6
110	951,0	8,08	4,233	68,5	0,272	1,60	569,0
120	943,1	8,64	4,250	68,6	0,252	1,47	548,4
130	934,8	9,19	4,266	68,6	0,233	1,36	528,8
140	926,1	9,72	4,287	68,5	0,217	1,26	507,2
150	917,0	10,30	4,313	68,4	0,203	1,17	486,6
160	907,4	10,70	4,346	68,3	0,191	1,10	466,0
170	897,3	11,30	4,380	67,9	0,181	1,05	443,4
180	886,9	11,90	4,417	67,4	0,173	1,00	422,8
190	876,0	12,60	4,459	67,0	0,165	0,96	400,2
200	863,0	13,30	4,505	66,3	0,158	0,93	376,7
210	852,8	14,10	4,555	65,5	0,153	0,91	354,1
220	840,3	14,80	4,614	64,5	0,149	0,89	331,6
230	827,3	15,90	4,681	63,7	0,145	0,88	310,0
240	813,6	16,80	4,756	62,8	0,141	0,87	285,5
250	799,0	18,10	4,844	61,8	0,137	0,86	261,9
260	784,0	19,70	4,949	60,5	0,135	0,87	237,4
270	767,9	21,60	5,070	59,0	0,133	0,88	214,8
280	750,7	23,70	5,230	57,5	0,131	0,90	191,3
290	732,3	26,20	5,485	55,8	0,129	0,93	168,7
300	712,5	29,20	5,736	54,0	0,128	0,97	144,2
310	691,1	32,90	6,071	52,3	0,128	1,03	120,7
320	667,1	38,20	6,574	50,6	0,128	1,11	98,10
330	640,2	43,30	7,244	48,4	0,127	1,22	76,71
340	610,1	53,40	8,165	45,7	0,127	1,39	56,70
350	574,4	66,80	9,504	43,0	0,126	1,60	38,16
360	528,0	109,0	13,984	39,5	0,126	2,35	20,21
370	450,5	264,0	40,321	33,7	0,126	6,79	4,71

Таблица П.5

Теплофизические свойства различных веществ

Наименование материала	t, °C	$\lambda \cdot 10^2$, $\frac{Вт}{м \cdot К}$	ρ, $\frac{кг}{м^3}$	c, $\frac{кДж}{кг \cdot К}$	$\nu \cdot 10^2$, $\frac{м^2}{с}$
1	2	3	4	5	6
Металлы и сплавы					
Алюминий	0	209,3	2700	0,896	86,7
Бронза(95% Cu, 5% Al)	20	83,0	8660	0,410	23,3
Дюралюминий(95% Al, 5% Cu)	20	164,4	2800	0,883	66,7
Железо	0	74,4	7880	0,440	21,5
Золото	0	313,0	19310	0,130	–
Латунь(70% Cu, 30% Zn)	20	110,7	8520	0,385	33,8
Медь	0	389,6	8930	0,388	112,5
Натрий жидкий	100	86,1	928	1,384	66,9
Никель	0	67,4	8900	0,427	17,8
Олово	0	66,3	7300	0,222	41,1
Платина	0	69,8	21460	0,132	–
Ртуть	0	8,2	13600	0,139	4,3
Серебро	0	418,7	10500	0,234	170,0
Сталь углеродистая(5% C)	20	53,6	7830	0,465	14,7
Титан	0	15,1	4540	0,532	6,2
Цинк	0	113,0	7150	0,384	–
Чугун (4% C)	20	51,9	7270	0,419	17,0
Неметаллические материалы					
Асбест листовой	30	0,1163	770	0,816	0,186
Асбест волокно	50	0,1105	470	0,816	0,289
Бетон сухой	20	0,8374	1600	0,837	0,622
Дуб (поперек волокон)	15	0,2093	825	2,386	–
Железобетон	20	1,5500	2200	0,840	–
Картон обыкновенный	20	0,1744	700	1,507	0,168
Кирпич красный	0	0,7700	1800	0,879	–
Кирпич силикатный	0	0,8141	1900	0,837	0,514
Оргстекло	20	0,1840	1180	1,410	–
Пенопласт	30	0,0580	200	–	–
Пробка (пластина)	0	0,0419	190	1,884	0,117
Резина твердая	20	0,1628	1200	1,381	0,098
Слюда (поперек волокон)	20	0,5231	2900	0,879	–
Стекло	20	0,7443	2500	0,670	0,444
Стеклотекстолит ЭФ-32-301	0	0,3489	1650	0,921	–
Стекловата	20	0,0372	200	0,670	0,278
Стекловолокно	20	0,1100	120	0,840	–
Текстолит	20	0,2930	1350	1,470	–
Фторопласт-3		0,0602	2120	0,921	0,031

Окончание табл. П.5

1	2	3	4	5	6
Жидкости					
Азотная кислота (98 %)	20	0,2605	1512	1,716	0,101
Анилин	0	0,1861	1037	2,018	0,089
Бензин	20	0,1860	740	2,093	0,120
Вода	0	0,5513	999,9	4,212	0,131
Глицерин	0	0,2768	1267	2,260	0,097
Керосин	20	0,1161	840	2,219	0,062
Масло МС-12	0	0,1349	904	1,980	0,076
Спирт метиловый	0	0,2140	809,4	2,480	0,109
Спирт этиловый	0	0,1884	806,2	2,302	0,101
Толуол	0	0,1419	884,9	1,632	0,099
Фреон-12	0	0,0919	1394	0,929	0,071
Газы					
Азот	0	0,0243	1,250	1,030	18,9
Аммиак	0	0,0210	0,771	2,043	13,4
Водород	0	0,1721	0,089	14,192	135,0
Водяной пар	100	0,0240	0,598	2,135	18,6
Воздух (сухой)	0	0,0244	1,293	1,005	18,8
Гелий	0	0,1430	0,178	5,203	154,3
Кислород	0	0,0247	1,429	0,915	18,9
Окись углерода	0	0,0233	1,250	1,039	17,9
Углекислый газ	0	0,0146	1,977	0,815	9,1

Учебное издание

КУЗНЕЦОВ Владимир Никифорович
ЖДАНОВ Николай Владимирович

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Учебное пособие

Редактор Н. А. Майорова

***

Подписано в печать 2013. Формат 60 □ 84 .
Офсетная печать. Бумага офсетная. Усл. печ. л. . Уч.- изд. л. .
Тираж 150 экз. Заказ .

**

Редакционно-издательский отдел ОмГУПСа
Типография ОмГУПСа

*

644046, г. Омск, пр. Маркса, 35